# THESE

présentée à l'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE et MEDICALE de GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

**Pierre VIKTOROVITCH**

*

## TENSION ET CONDUCTION TRANSVERSALES

## DANS UN SEMICONDUCTEUR HORS D'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

*

Soutenue le 5 Décembre 1972 devant la Commission d'Examen.

## JURY

Monsieur M. BUYLE-BODIN Président

Messieurs M. SAVELLI
R. MAYNARD
G. KAMARINOS
} Examinateurs

# THESE

présentée à l'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE et MEDICALE de GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

**Pierre VIKTOROVITCH**

*

## TENSION ET CONDUCTION TRANSVERSALES

## DANS UN SEMICONDUCTEUR HORS D'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

*

Soutenue le 5 Décembre 1972 devant la Commission d'Examen.

## JURY

Monsieur M. BUYLE-BODIN Président,

Messieurs M. SAVELLI
R. MAYNARD
G. KAMARINOS
} Examinateurs.

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET
MEDICALE DE G R E N O B L E

# LISTE DES PROFESSEURS

PRESIDENT : Monsieur Michel S O U T I F - VICE-PRESIDENT : Monsieur Gabriel C A U

## PROFESSEURS TITULAIRES

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | ANGLES D'AURIAC | Paul | Mécanique des fluides |
| | ARNAUD | Georges | Clinique des maladies infectieuses |
| | ARNAUD | Paul | Chimie |
| | AUBERT | Guy | Physique |
| | AYANT | Yves | Physique approfondie |
| Mme | BARBIER | Marie-Jeanne | Electrochimie |
| MM. | BARBIER | Jean-Claude | Physique expérimentale |
| | BARBIER | Reynold | Géologie appliquée |
| | BARJON | Robert | Physique nucléaire |
| | BARNOUD | Fernand | Biosynthèse de la cellulose |
| | BARRA | Jean-René | Statistiques |
| | BARRIE | Joseph | Clinique chirurgicale |
| | BENOIT | Jean | Radioélectricité |
| | BERNARD | Alain | Mathématiques pures |
| | BESSON | Jean | Electrochimie |
| | BEZES | Henri | Chirurgie générale |
| | BLAMBERT | Maurice | Mathématiques pures |
| | BOLLIET | Louis | Informatique (IUT B) |
| | BONNET | Georges | Electrotechnique |
| | BONNET | Jean-Louis | Clinique ophtalmologique |
| | BONNET-EYMARD | Joseph | Pathologie médicale |
| | BONNIER | Etienne | Electrochimie, électrométallurgie |
| | BOUCHERLE | André | Chimie et toxicologie |
| | BOUCHEZ | Robert | Physique nucléaire |
| | BOUSSARD | Jean-Claude | Mathématiques appliquées |
| | BRAVARD | Yves | Géographie |
| | BRISSONNEAU | Pierre | Physique du solide |
| | BUYLE-BODIN | Maurice | Electronique |
| | CABANAC | Jean | Pathologie chirurgicale |
| | CABANEL | Guy | Clinique rhumatologique et hydrologie |
| | CALAS | François | Anatomie |
| | CARRAZ | Gilbert | Biologie animale et pharmacodynamie |
| | CAU | Gabriel | Médecine légale et toxicologie |
| | CAUQUIS | Georges | Chimie organique |
| | CHABAUTY | Claude | Mathématiques pures |
| | CHARACHON | Robert | Oto-rhino-laryngologie |
| | CHATEAU | Robert | Thérapeutique |
| | CHENE | Marcel | Chimie papetière |
| | COEUR | André | Pharmacie chimique |
| | CONTAMIN | Robert | Clinique gynécologique |
| | COUDERC | Pierre | Anatomie pathologique |
| | CRAYA | Antoine | Mécanique |
| Mme | DEBELMAS | Anne-Marie | Matière médicale |
| MM. | DEBELMAS | Jacques | Géologie générale |
| | DEGRANGE | Charles | Zoologie |
| | DESRE | Pierre | Métallurgie |
| | DESSAUX | Georges | Physiologie animale |
| | DODU | Jacques | Mécanique appliquée |
| | DOLIQUE | Jean-Michel | Physique des plasmas |
| | DREYFUS | Bernard | Thermodynamique |
| | DUCROS | Pierre | Cristallographie |
| | DUGOIS | Pierre | Clinique de dermatologie et syphiligraphie |
| | FAU | René | Clinique neuro-psychiatrique |
| | FELICI | Noël | Electrostatique |
| | GAGNAIRE | Didier | Chimie physique |
| | GALLISSOT | François | Mathématiques pures |
| | GALVANI | Octave | Mathématiques pures |
| | GASTINEL | Noël | Analyse numérique |
| | GEINDRE | Michel | Electroradiologie |
| | GERBER | Robert | Mathématiques pures |
| | GIRAUD | Pierre | Géologie |
| | KLEIN | Joseph | Mathématiques pures |

UNIV. LEIDEN BIBL.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Mme | *KOFLER* | *Lucie* | Botanique et physiologie végétale |
| MM. | *KOSZUL* | *Jean-Louis* | Mathématiques pures |
| | *KRAVTCHENKO* | *Julien* | Mécanique |
| | *KUNTZMANN* | *Jean* | Mathématiques appliquées |
| | *LACAZE* | *Albert* | Thermodynamique |
| | *LACHARME* | *Jean* | Biologie végétale |
| | *LAJZEROWICZ* | *Joseph* | Physique |
| | *LATREILLE* | *René* | Chirurgie générale |
| | *LATURAZE* | *Jean* | Biochimie pharmaceutique |
| | *LAURENT* | *Pierre* | Mathématiques appliquées |
| | *LEDRU* | *Jean* | Clinique médicale B |
| | *LLIBOUTRY* | *Louis* | Géophysique |
| | *LOUP* | *Jean* | Géographie |
| Mle | *LUTZ* | *Elisabeth* | Mathématiques pures |
| MM. | *MALGRANGE* | *Bernard* | Mathématiques pures |
| | *MALINAS* | *Yves* | Clinique obstétricale |
| | *MARTIN-NOEL* | *Pierre* | Séméiologie médicale |
| | *MASSEPORT* | *Jean* | Géographie |
| | *MAZARE* | *Yves* | Clinique médicale A |
| | *MICHEL* | *Robert* | Minéralogie et pétrographie |
| | *MOURIQUAND* | *Claude* | Histologie |
| | *MOUSSA* | *André* | Chimie nucléaire |
| | *NEEL* | *Louis* | Physique du solide |
| | *OZENDA* | *Paul* | Botanique |
| | *PAUTHENET* | *René* | Electrotechnique |
| | *PAYAN* | *Jean-Jacques* | Mathématiques pures |
| | *PEBAY-PEROULA* | *Jean-Claude* | Physique |
| | *PERRET* | *René* | Servomécanismes |
| | *PILLET* | *Emile* | Physique industrielle |
| | *RASSAT* | *André* | Chimie systématique |
| | *RENARD* | *Michel* | Thermodynamique |
| | *REULOS* | *René* | Physique industrielle |
| | *RINALDI* | *Renaud* | Physique |
| | *ROGET* | *Jean* | Clinique de pédiatrie et de puériculture |
| | *SANTON* | *Lucien* | Mécanique |
| | *SEIGNEURIN* | *Raymond* | Microbiologie et hygiène |
| | *SENGEL* | *Philippe* | Zoologie |
| | *SILBERT* | *Robert* | Mécanique des fluides |
| | *SOUTIF* | *Michel* | Physique générale |
| | *TANCHE* | *Maurice* | Physiologie |
| | *TRAYNARD* | *Philippe* | Chimie générale |
| | *VAILLAND* | *François* | Zoologie |
| | *VALENTIN* | *Jacques* | Physique nucléaire |
| | *VAUQUOIS* | *Bernard* | Calcul électronique |
| Mme | *VERAIN* | *Alice* | Pharmacie galénique |
| M. | *VERAIN* | *André* | Physique |
| Mme | *VEYRET* | *Germaine* | Géographie |
| MM. | *VEYRET* | *Paul* | Géographie |
| | *VIGNAIS* | *Pierre* | Biochimie médicale |
| | *YOCCOZ* | *Jean* | Physique nucléaire théorique |

## PROFESSEURS ASSOCIES

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | *BULLEMER* | *Bernhard* | Physique |
| | *HANO JUN-ICHI* | | Mathématiques pures |
| | *STEPHENS* | *Michaël* | Mathématiques appliquées |

## PROFESSEURS SANS CHAIRE

| | | | |
|---|---|---|---|
| M. | *BEAUDOING* | *André* | Pédiatrie |
| Mme | *BERTRANDIAS* | *Françoise* | Mathématiques pures |
| MM. | *BERTRANDIAS* | *Jean-Paul* | Mathématiques appliquées |
| | *BIAREZ* | *Jean-Pierre* | Mécanique |
| | *BONNETAIN* | *Lucien* | Chimie minérale |
| Mme | *BONNIER* | *Jane* | Chimie générale |

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | CARLIER | Georges | Biologie végétale |
| | COHEN | Joseph | Electrotechnique |
| | COUMES | André | Radioélectricité |
| | DEPASSEL | Roger | Mécanique des fluides |
| | DEPORTES | Charles | Chimie minérale |
| | GAUTHIER | Yves | Sciences biologiques |
| | GAVEND | Michel | Pharmacologie |
| | GERMAIN | Jean-Pierre | Mécanique |
| | GIDON | Paul | Géologie et minéralogie |
| | GLENAT | René | Chimie organique |
| | HACQUES | Gérard | Calcul numérique |
| | JANIN | Bernard | Géographie |
| Mme | KAHANE | Josette | Physique |
| MM. | MULLER | Jean-Michel | Thérapeutique |
| | PERRIAUX | Jean-Jacques | Géologie et minéralogie |
| | POULOUJADOFF | Michel | Electrotechnique |
| | REBECQ | Jacques | Biologie (CUS) |
| | REVOL | Michel | Urologie |
| | REYMOND | Jean-Charles | Chirurgie générale |
| | ROBERT | André | Chimie papetière |
| | DE ROUGEMONT | Jacques | Neurochirurgie |
| | SARRAZIN | Roger | Anatomie et chirurgie |
| | SARROT-REYNAULD | Jean | Géologie |
| | SIBILLE | Robert | Construction mécanique |
| | SIROT | Louis | Chirurgie générale |
| Mme | SOUTIF | Jeanne | Physique générale |

## MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

| | | | |
|---|---|---|---|
| Mle | AGNIUS-DELORD | Claudine | Physique pharmaceutique |
| Mle | ALARY | Josette | Chimie analytique |
| MM. | AMBLARD | Pierre | Dermatologie |
| | AMBROISE-THOMAS | Pierre | Parasitologie |
| | ARMAND | Yves | Chimie |
| | BEGUIN | Claude | Chimie organique |
| | BELORIZKY | Elie | Physique |
| | BENZAKEN | Claude | Mathématiques appliquées |
| | BILLET | Jean | Géographie |
| | BLIMAN | Samuel | Electronique (ENSER) |
| | BLOCH | Daniel | Electrotechnique |
| Mme | BOUCHE | Liane | Mathématiques (CUS) |
| MM. | BOUCHET | Yves | Anatomie |
| | BOUVARD | Maurice | Mécanique des fluides |
| | BRODEAU | François | Mathématiques (IUT B) |
| | BRUGEL | Lucien | Energétique |
| | BUISSON | Roger | Physique |
| | BUTEL | Jean | Orthopédie |
| | CHAMBAZ | Edmond | Biochimie médicale |
| | CHAMPETIER | Jean | Anatomie et organogénèse |
| | CHIAVERINA | Jean | Biologie appliquée (EFP) |
| | CHIBON | Pierre | Biologie animale |
| | COHEN-ADDAD | Jean-Pierre | Spectrométrie physique |
| | COLOMB | Maurice | Biochimie médicale |
| | CONTE | René | Physique |
| | COULOMB | Max | Radiologie |
| | CROUZET | Guy | Radiologie |
| | DURAND | Francis | Métallurgie |
| | DUSSAUD | René | Mathématiques (CUS) |
| Mme | ETERRADOSSI | Jacqueline | Physiologie |
| MM. | FAURE | Jacques | Médecine générale |
| | GENSAC | Pierre | Botanique |
| | GIDON | Maurice | Géologie |
| | GRIFFITHS | Michaël | Mathématiques appliquées |
| | GROULADE | Joseph | Biochimie médicale |
| | HOLLARD | Daniel | Hémotologie |
| | HUGONOT | Robert | Hygiène et médecine préventive |

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | *IDELMAN* | *Simon* | Physiologie animale |
| | *IVANES* | *Marcel* | Electricité |
| | *JALBERT* | *Pierre* | Histologie |
| | *JOLY* | *Jean-René* | Mathématiques pures |
| | *JOUBERT* | *Jean-Claude* | Physique du solide |
| | *JULLIEN* | *Pierre* | Mathématiques pures |
| | *KAHANE* | *André* | Physique générale |
| | *KUHN* | *Gérard* | Physique |
| | *LACOUME* | *Jean-Louis* | Physique |
| Mme | *LAJZEROWICZ* | *Jeannine* | Physique |
| MM. | *LANCIA* | *Roland* | Physique atomique |
| | *LE' JUNTER* | *Noël* | Electronique |
| | *LEROY* | *Philippe* | Mathématiques |
| | *LOISEAUX* | *Jean-Marie* | Physique nucléaire |
| | *LONGEQUEUE* | *Jean-Pierre* | Physique nucléaire |
| | *LUU DUC* | *Cuong* | Chimie organique |
| | *MACHE* | *Régis* | Physiologie végétale |
| | *MAGNIN* | *Robert* | Hygiène et médecine préventive |
| | *MARECHAL* | *Jean* | Mécanique |
| | *MARTIN-BOUYER* | *Michel* | Chimie (CUS) |
| | *MAYNARD* | *Roger* | Physique du solide |
| | *MICHOULIER* | *Jean* | Physique (IUT A) |
| | *MICOUD* | *Max* | Maladies infectieuses |
| | *MOREAU* | *René* | Hydraulique (INP) |
| | *NEGRE* | *Robert* | Mécanique |
| | *PARAMELLE* | *Bernard* | Pneumologie |
| | *PECCOUD* | *François* | Analyse (IUT B) |
| | *PEFFEN* | *René* | Métallurgie |
| | *PELMONT* | *Jean* | Physiologie animale |
| | *PERRET* | *Jean* | Neurologie |
| | *PERRIN* | *Louis* | Pathologie expérimentale |
| | *PFISTER* | *Jean-Claude* | Physique du solide |
| | *PHELIP* | *Xavier* | Rhumatologie |
| Mle | *PIERY* | *Yvette* | Biologie animale |
| MM. | *RACHAIL* | *Michel* | Médecine interne |
| | *RACINET* | *Claude* | Gynécologie et obstétrique |
| | *RENAUD* | *Maurice* | Chimie |
| | *RICHARD* | *Lucien* | Botanique |
| Mme | *RINAUDO* | *Marguerite* | Chimie macromoléculaire |
| MM. | *ROMIER* | *Guy* | Mathématiques (IUT B) |
| | *SHOM* | *Jean-Claude* | Chimie générale |
| | *STIEGLITZ* | *Paul* | Anesthésiologie |
| | *STOEBNER* | *Pierre* | Anatomie pathologique |
| | *VAN CUTSEM* | *Bernard* | Mathématiques appliquées |
| | *VEILLON* | *Gérard* | Mathématiques appliquées (INP) |
| | *VIALON* | *Pierre* | Géologie |
| | *VOOG* | *Robert* | Médecine interne |
| | *VROUSSOS* | *Constantin* | Radiologie |
| | *ZADWORNY* | *François* | Electronique |

## MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | *BOUDOURIS* | *Georges* | Radioélectricité |
| | *CHEEKE* | *John* | Thermodynamique |
| | *GOLDSCHMIDT* | *Hubert* | Mathématiques |
| | *STUARD* | *Sidney* | Mathématiques pures |
| | *YACOUD* | *Mahmoud* | Médecine légale |

## CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

| | | | |
|---|---|---|---|
| Mme | *BERIEL* | *Hélène* | Physiologie |
| Mme | *RENAUDET* | *Jacqueline* | Microbiologie |

Cette étude a été effectuée à l' ECOLE NATIONALE SUPERIEURE D'ELECTRONIQUE ET DE RADIO-ELECTRICITE DE GRENOBLE grâce à l'accueil bienveillant de son Directeur, Monsieur le Professeur J. BENOIT, à qui j'exprime toute ma reconnaissance.

J'ai pu entreprendre ce travail grâce à des bourses de stagiaire, puis d'attaché au CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE que je remercie.

Monsieur le Professeur M. BUYLE-BODIN, Directeur du Laboratoire d'Electronique de l'E.N.S.E.R., qui m'avait proposé ce sujet, m'a permis de le mener à bien grâce aux nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues ensemble ; qu'il soit assuré de ma profonde et très sincère gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur M. SAVELLI d'avoir bien voulu accepter de parrainer mon travail de recherche au C.N.R.S. et, aujourd'hui, d'en juger le résultat par cette thèse.

J'exprime également à Monsieur le Professeur R. MAYNARD toute ma reconnaissance pour l'intérêt qu'il a manifesté à l'égard de mon travail en participant au jury de cette thèse.

Que Monsieur G. KAMARINOS qui a guidé mes débuts dans la recherche sur la Physique des Semiconducteurs et dont la collaboration m'a été précieuse trouve ici le témoignage de mon amitié. Je remercie tous mes camarades, chercheurs et techniciens, du Laboratoire, pour l'ambiance de travail agréable et amicale que j'ai trouvée auprès d'eux. J'exprime enfin ma reconnaissance et mes sentiments amicaux au personnel de l' E.N.S.E.R., en particulier à ceux qui ont contribué à la présentation de ce mémoire.

Nous présentons dans ce mémoire l'étude de certains effets transversaux apparaissant sur un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque soumis à un déséquilibre thermodynamique obtenu par "magnétoconcentration", c'est-à-dire en présence d'un champ électrique longitudinal $E_x$ et d'un champ magnétique transversal $B_z$.

Nous avons réalisé ce travail en parallèle avec les études réalisées dans le Laboratoire par G. KAMARINOS et A. CHOVET sur les effets longitudinaux résultant du phénomène de magnétoconcentration [2,3,4,6].

Nous nous sommes plus particulièrement attachés à l'analyse de la tension transversale (chapitre 2) et de la conduction transversale (chapitre 3). Les résultats expérimentaux déduits des mesures de tension transversale et leur interprétation théorique nous ont conduit à mettre au point une méthode originale pour l'étude de la relaxation des états lents de surface [8,28]. L'analyse de la conduction transversale a mis en évidence des phénomènes d'instabilités liés à la présence d'impuretés - à niveaux énergétiques profonds - dans le volume du semiconducteur [50,51] ; nous en déduisons des applications pratiques possibles, en particulier un nouveau dispositif à résistance négative contrôlable à la fois par champ électrique ($E_x$) et par champ magnétique ($B_z$).

Pour introduire notre étude, nous présentons rapidement (chapitre 1) les méthodes et dispositifs expérimentaux utilisés.

Le lecteur trouvera, dans le sommaire qui suit, le détail du développement de notre travail.

# SOMMAIRE

Pages :


Chapitre 1 - INTRODUCTION 1

1.1. Déséquilibre thermodynamique des porteurs ..... 1
1.1.1. Préliminaires : définitions 1
1.1.2. Conséquences d'un déséquilibre thermodynamique 2
a. Effets en volume 2
b. Effets en surface 2
1.1.3. Obtention d'un déséquilibre thermodynamique stationnaire 2
a. Illumination permanente 2
b. Injection par des contacts 2
c. Effet de magnétoconcentration 3

1.2. Dispositifs expérimentaux ..... 3
1.2.1. Matériau semiconducteur 3
1.2.2. Préparation des échantillons 4
a. Traitement des surfaces 4
b. Réalisation des contacts d'extrémités 4
1.2.3. Porte-échantillon 4

1.3. Objet de notre travail ..... 6

Chapitre 2 - ETUDE DE LA TENSION TRANSVERSALE 7

2.1. Précautions expérimentales ..... 7
2.1.1. Effets thermogalvanomagnétiques 8
a. Effet ETTINGSHAUSEN 8
b. Effets NERNST et RIGHI-LEDUC 8
2.1.2. Rôle des résistances de contact 8
2.1.3. Rôle des inhomogénéités de surface 11
2.1.4. Description récapitulative des méthodes utilisées pour s'affranchir des difficultés expérimentales dans la mesure de la tension transversale 14

2.2. Résultats expérimentaux ..... 15
2.2.1. Mesure de la tension transversale 15
2.2.2. Variation des résistances de contact 18
2.2.3. Compléments : caractéristique courant longitudinal/tension longitudinale du barreau 19

2.3. Analyse théorique et interprétation physique ..... 22
2.3.1. Contribution en volume ; effet HALL, effet DEMBER 22
a. Mobilité et mobilité HALL des électrons et des trous 22
b. Expression du champ électrique volumique transversal ; tension volumique transversale pour un semiconducteur intrinsèque 24
c. Répartition de la densité des porteurs 26
d. Contributions des tensions HALL et DEMBER 28
e. Simulation de l'effet DEMBER à l'ordinateur ; confrontation avec les résultats expérimentaux 31
2.3.2. Contribution en surface : effet magnétovoltaïque de surface (E.M.S.) 36
a. Préliminaires : états de surface 36
b. Calcul de la variation $\delta V_s$ de la barrière de potentiel en surface sous l'effet d'un déséquilibre thermodynamique 38
c. Potentiel magnétovoltaique de surface (P.M.S.) ; sa contribution à la tension transversale $V_{1/2}$ 43
d. Influence des P.M.S. sur les résistances de contact 46
e. Surface réelle d'un semiconducteur ; états lents, états rapides 48

2.4. Application de l'E.M.S. à l'étude des états lents de surface ; dépôt de couches minces métalliques .....
2.4.1. Temps de relaxation des états lents de surface
2.4.2. Méthodes usuelles d'étude du temps de relaxation des états lents de surface
a. Effet de champ
b. Effet photovoltaïque
2.4.3. Méthode mettant en oeuvre l'effet magnétovoltaïque de surface
a. Avantages et défauts de la méthode
b. Exemple d'application : étude du temps de relaxation des états lents situés à l'interface couche mince métallique-surface du semiconducteur

Chapitre 3 - ETUDE DE LA CONDUCTION TRANSVERSALE

3.1. Dispositif expérimental .....

3.2. Influence d'un déséquilibre thermodynamique sur la caractéristique courant-tension d'un contact métal-semiconducteur .....
3.2.1. Analyse théorique
a. Volume sous-jacent en équilibre thermodynamique
b. Volume sous-jacent en déséquilibre thermodynamique
c. Discussion
3.2.2. Résultats expérimentaux : caractéristique inverse de la diode métal-semiconducteur
3.2.3. Conséquences sur la mesure du P.M.S. et des résistances de contact
a. Mesure du P.M.S.
b. Mesure des résistances de contact

3.3. Injection de porteurs par le contact métal-semiconducteur polarisé en direct .....
3.3.1. Régimes successifs obtenus lors de l'injection de porteurs dans un matériau semiconducteur, l'influence des centres de recombinaison et des pièges étant négligée
a. Calcul théorique
b. Résultats expérimentaux
3.3.2. Phénomène de résistance négative lors de l'injection de porteurs dans un semiconducteur doté de centres profonds transformés en pièges par effet d'appauvrissement
a. Détermination des niveaux profonds à l'aide de mesures d'effet HALL et de conductivité en fonction de la température
b. Influence d'un déséquilibre thermodynamique sur le taux d'occupation des niveaux profonds et sur la durée de vie des porteurs
c. Mise en évidence de l'effet de piégeage à l'aide d'expériences de photoconductivité
d. Phénomène de résistance négative
e. Applications du dispositif à résistance négative

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE 1

# I N T R O D U C T I O N

## 1.1. DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DES PORTEURS

### 1.1.1. PRELIMINAIRES - DEFINITIONS

Dans un milieu semiconducteur, la conduction électrique est assurée par les électrons et les trous libres constituant deux ensembles de particules évoluant dans un " bain extérieur " qui est le réseau cristallin.

Il convient, dès à présent, de clarifier les principaux aspects de la notion d'équilibre. L'ensemble des électrons et l'ensemble des trous sont chacun en état d'équilibre thermique interne s'ils sont en équilibre avec le réseau. Cela revient à dire que l'énergie acquise par une particule pendant la durée de son libre parcours moyen est intégralement cédée au réseau cristallin. L'hypothèse d'un tel équilibre est convenable pour la description de tous les effets mettant en cause des durées très supérieures au libre temps moyen des particules libres (qui est de l'ordre de $10^{-10}$, $10^{-11}$ s). C'est pourquoi nous ferons cette hypothèse tout au long de ce travail.

Dans ces conditions, la distribution des électrons sur les niveaux d'énergie est décrite par la fonction de FERMI-DIRAC. Ainsi, la densité d'électrons dans la bande de conduction s'écrit :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{D(E)}{1 + \exp\left(\frac{E-E_{Fn}}{kT}\right)} \cdot dE \qquad (1.1)$$

et la densité de trous dans la bande de valence :

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} D(E) \left( 1 - \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E-E_{Fp}}{kT}\right)} \right) dE \qquad (1.2)$$

où $D(E)dE$ est le nombre d'états électroniques dans l'intervalle d'énergie $(E , E+dE)$, $E_c$ le bas de la bande de conduction, $E_v$ le haut de la bande de valence. T est alors la température du réseau.

Les équations (1.1) et (1.2) définissent deux grandeurs importantes : $E_{F_n}$ et $E_{F_p}$, qui sont respectivement le potentiel électrochimique des électrons dans la bande de conduction et le potentiel électrochimique des trous dans la bande de valence. Lorsque le milieu est en équilibre thermodynamique, $E_{F_n}$ et $E_{F_p}$ sont égaux et correspondent au niveau de FERMI. Au contraire, nous dirons que nous sommes en présence d'un milieu en déséquilibre thermodynamique si $E_{F_n}$ et $E_{F_p}$ sont différents. Dans ces conditions, l'ensemble des électrons libres et l'ensemble des trous libres, bien qu'en équilibre avec le réseau, ne sont pas en équilibre mutuel. On a l'habitude aussi d'appeler, dans ce cas, $E_{F_n}$ et $E_{F_p}$ respectivement les quasi-niveaux de FERMI des électrons et des trous.

Généralement, la statistique classique du type de BOLTZMANN est applicable, c'est-à-dire que $E_c - E_{F_n}$ et $E_{F_p} - E_v$ sont très supérieurs à kT, de sorte que :

$$n = N_c \cdot \exp\left( \frac{E_{F_n} - E_c}{kT} \right) \quad ; \quad p = N_v \cdot \exp\left( \frac{E_v - E_{F_p}}{kT} \right) \quad ; \qquad (1.3)$$

$N_c$ et $N_v$ étant les densités de cases ramenées respectivement au bas de la bande de conduction et au haut de la bande de valence.

### 1.1.2. CONSEQUENCES D'UN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

a) EFFETS EN VOLUME

Nous supposerons, dans la suite de ce travail, que le volume des matériaux utilisés est homogène, c'est-à-dire que ses caractéristiques chimiques et électriques sont uniformes à l'équilibre. Nous verrons qu'un déséquilibre thermodynamique peut créer des gradients de densités de porteurs dans le volume du barreau, à l'origine d'un champ électrostatique interne. Nous mettrons aussi l'accent sur l'effet d'un déséquilibre thermodynamique sur le taux d'occupation des niveaux d'impuretés dans la bande interdite et sur les applications qui en résultent.

b) EFFETS EN SURFACE

Nous mettrons en évidence l'effet d'un déséquilibre thermodynamique sur la barrière de potentiel en surface, ce qui nous permettra de décrire une méthode pratique pour déterminer certains paramètres relatifs aux états de surface.

### 1.1.3. OBTENTION D'UN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE STATIONNAIRE

a) ILLUMINATION PERMANENTE

On peut créer un déséquilibre thermodynamique en soumettant le matériau à un flux permanent de photons, ce qui se traduit par une augmentation de la densité de porteurs libres par rapport à la densité d'équilibre.

b) INJECTION PAR DES CONTACTS

De tels écarts de densités de porteurs peuvent aussi être obtenus par le biais d'une injection électrique de porteurs libres par des contacts.

c) EFFET DE MAGNETOCONCENTRATION

On peut aussi réaliser un déséquilibre thermodynamique dans un matériau semiconducteur par effet de magnétoconcentration [1,2,3,4]. Comme nous le préciserons par la suite, ce phénomène atteint une échelle notable dans un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque dont l'une au moins des grandes faces est dotée d'une faible vitesse de recombinaison en surface et soumis à des champs électrique $E_x$ et magnétique $B_z$ croisés (figure 1,1).

Dans ces conditions, le volume sous-jacent à l'une des grandes faces du barreau est "appauvri" en porteurs (la face $S_1$ par exemple si le produit $E_xB_z$ est positif), alors que celui sous-jacent à l'autre ($S_2$) est "enrichi". La répartition des porteurs est uniforme selon la direction de l'axe des x et celle de l'axe des z (si la vitesse de recombinaison des grandes faces est homogène, c'est à-dire constante sur toute la surface), alors qu'elle dépend de la coordonnée y .

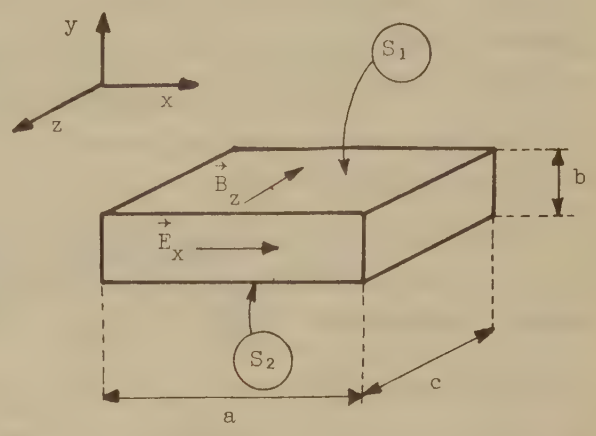



FIGURE 1,1 - Echantillon parallélépipédique de semiconducteur; $S_1$ et $S_2$ sont les grandes faces du barreau.

C'est cette méthode que nous utiliserons dans toute la suite de ce travail. En effet, appliquée sur des échantillons quasi-intrinsèques, elle permet d'obtenir des déséquilibres thermodynamiques se traduisant par des écarts de densités des porteurs libres aussi bien positifs que négatifs, contrairement aux deux méthodes précédentes. Les excès de porteurs en résultant peuvent être très importants (plus de dix fois la densité à l'équilibre) ; en cas d'appauvrissement (écarts négatifs), la densité résiduelle de porteurs peut ne pas excéder le dixième de la densité des porteurs à l'équilibre.

## 1.2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

### 1.2.1. MATERIAU SEMICONDUCTEUR

Nous travaillerons sur du matériau quasi-intrinsèque pour lequel, comme nous venons de le mentionner, l'effet de magnétoconcentration est maximal. C'est pourquoi nous utilisons du Germanium qu'il est facile d'obtenir à l'état quasi-intrinsèque, sous forme de barreaux de dimensions 1×3×20 $mm^3$ environ (b×c×a sur la figure 1,1). Leur résistivité est de l'ordre de 50 Ω.cm (à la température ordinaire). Ils sont monocristallins et leur orientation cristalline est (111) dans le sens de la longueur.

1.2.2. PREPARATION DES ECHANTILLONS

a) TRAITEMENT DES SURFACES

Les grandes faces de l'échantillon qui interviennent au premier chef dans les phénomènes observées sont d'abord soumises à polissage mécanique à l'aide d'une meule, en quatre phases qui correspondent à l'utilisation de différents abrasifs de plus en plus fins (cf. [5] p. 22).

Elles subissent ensuite un décapage chimique dans une solution d'acide nitrique, d'acide fluorhydrique, d'acide acétique et d'eau distillée, du type CP8 (cf. [5] p. 22). Des expériences seront conduites sur des échantillons ainsi traités.

On effectuera en outre des mesures sur des échantillons après avoir successivement "disloqué" par polissage une grande face, puis les deux.

Rappelons que le décapage chimique confère à la surface une vitesse effective de recombinaison de l'ordre du m/s [6 p. 59]. Le polissage mécanique peut accroître cette vitesse jusqu'à des valeurs supérieures à 100 m/s [6 p. 59].

b) REALISATION DES CONTACTS D'EXTREMITES

Les contacts destinés à soumettre le barreau au champ électrique longitudinal $E_x$ ont été réalisés par alliage : nous soudons l'extrémité du barreau semiconducteur avec un alliage Sn-Pb à une température d'environ 200°C ; un fil de cuivre (amenée de courant) est en même temps soudé dans l'alliage Sn-Pb. Cette façon d'opérer nous permet d'obtenir des contacts à caractéristique ohmique contrôlable selon divers procédés décrits dans [5] p. 29.

1.2.3. PORTE-ECHANTILLON

Remarquons que l'obtention de l'effet de magnétoconcentration exige la présence simultanée d'un champ électrique longitudinal et d'un champ magnétique transversal, tout comme l'obtention de l'effet HALL. Une telle similitude nous a conduit tout naturellement à réaliser l'étude des effets du déséquilibre thermodynamique dû à la magnétoconcentration par le biais de celle des effets transversaux résultant d'une telle géométrie, celle des effets longitudinaux ayant été réalisée dans le laboratoire par CHOVET et KAMARINOS [1,2,3,4,6].

Nous nous sommes attachés particulièrement à la mesure de la tension transversale apparaissant entre les deux grandes faces du barreau ($S_1$ et $S_2$), ainsi qu'à l'étude de la conduction transversale à l'aide du même porte-échantillon.

Nous avons expérimenté un premier porte-échantillon dont les sondes de mesure étaient constituées de pointes de tungstène. Nous avons réalisé, avec ce dispositif, des mesures d'effet HALL sur du Germanium extrinsèque. Mais ce montage s'est rapidement révélé inutilisable dans du matériau intrinsèque ; nous avons en effet observé des variations de la tension transversale mesurée suivant la pression mécanique. Il semble que les pointes s'enfoncent plus ou moins dans la surface modifiant ainsi aléatoirement ses caractéristiques qui interviennent pour une grande part dans les mesures sur matériau intrinsèque, comme nous le verrons par la suite (contrairement au matériau extrinsèque). De plus, les barreaux se cassaient facilement sous la pression des pointes qui étaient à l'origine de dislocations dans tout le volume de l'échantillon.

Il s'est donc avéré nécessaire, pour une mesure fiable et répétitive, de disposer de contacts souples et plus longs.

On a réalisé un deuxième porte-échantillon (figure 1,2) dont les contacts sont constitués de lames de laiton souples. On a pu ainsi éviter de casser les échantillons et de modifier les caractéristiques des surfaces. Toutes nos mesures ont été effectuées avec ce dernier montage.

Signalons que l'échantillon plonge dans un liquide chimiquement et électriquement neutre (l'heptane, qui a été largement utilisé dans le laboratoire), qui lui assure les échanges thermiques avec le milieu ambiant et évacue la chaleur JOULE produite durant les mesures.

Les expériences sont conduites à la température ordinaire.

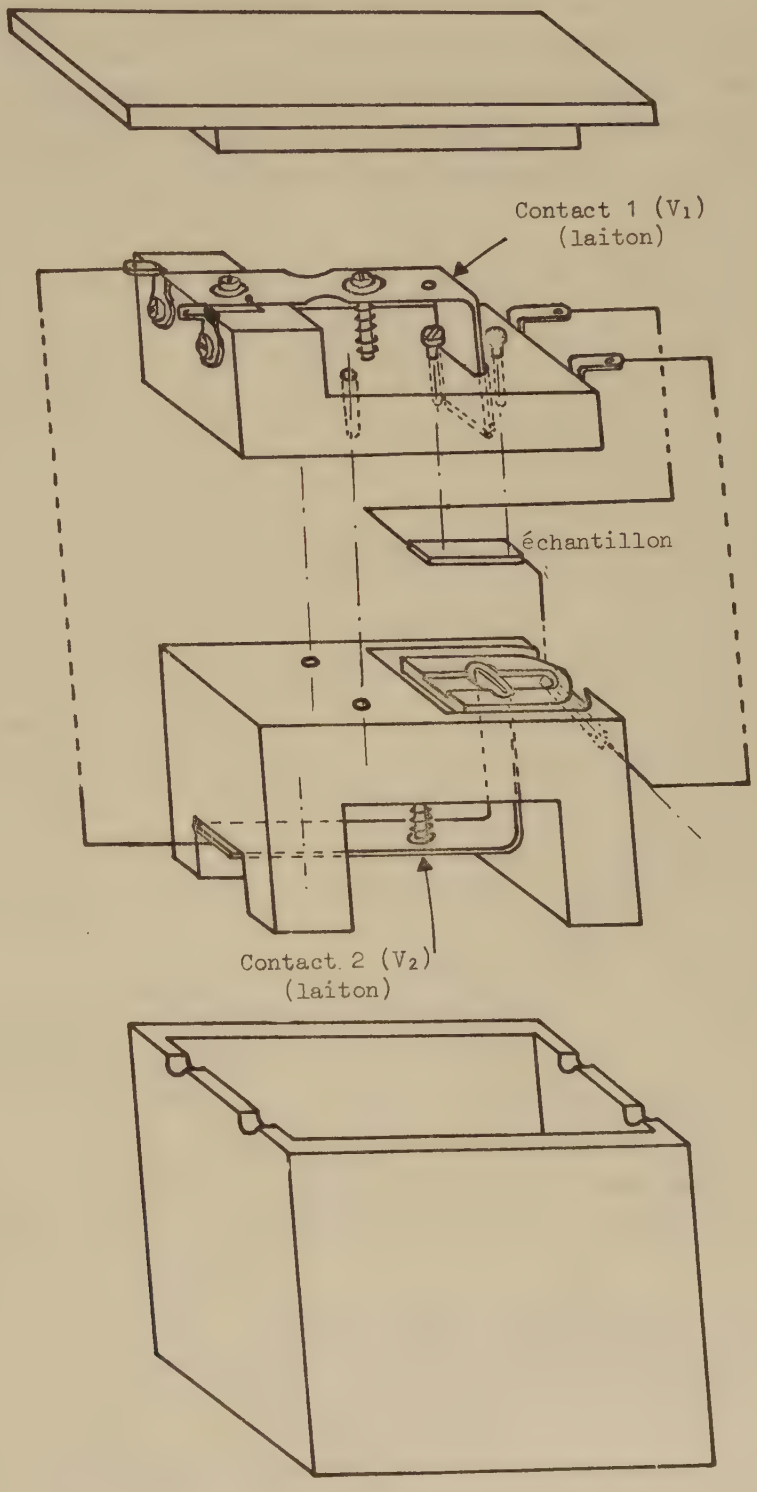



FIGURE 1,2 - Porte-échantillon utilisé pour les mesures de la tension transversale $V_{1/2}$ .

## 1.3. OBJET DE NOTRE TRAVAIL

L'objet de notre travail est donc de réaliser l'étude de la tension et de la conduction transversale d'un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque hors d'équilibre thermodynamique. Ce travail s'intègre logiquement dans les préoccupations du laboratoire, en parallèle avec les travaux effectués par KAMARINOS et CHOVET sur les phénomènes de conduction électrique dans les semiconducteurs et en particulier sur l'effet de magnétoconcentration.

CHAPITRE 2

# ETUDE DE LA TENSION TRANSVERSALE

## 2.1. PRECAUTIONS EXPERIMENTALES

Nous allons tout d'abord préciser les conventions de signe à l'aide de la figure 2,1. La surface $S_1$ du barreau a pour équation : $y = b/2$ ; la surface $S_2$ : $y = -b/2$. La tension longitudinale appliquée s'écrit : $V = Vx'/x$ ; donc, si le champ électrique longitudinal $E_x$ est positif, alors V est positive. La tension transversale relevée expérimentalement est $V_{1/2}$ (1 pour la face $S_1$, 2 pour la face $S_2$) ; donc, si le champ électrique transversal $E_y$ est négatif, $V_{1/2}$ est positive. Enfin, le champ magnétique a la direction de l'axe des z.

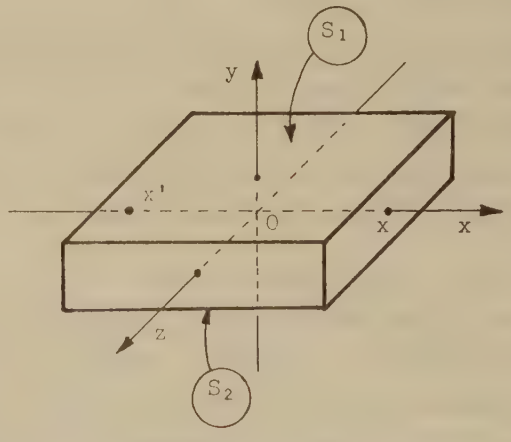



FIGURE 2,1 -
Conventions de signe :
tension longitudinale : $Vx'/x = V$
tension transversale : $V_{1/2}$ ($S_1$ par rapport à $S_2$)

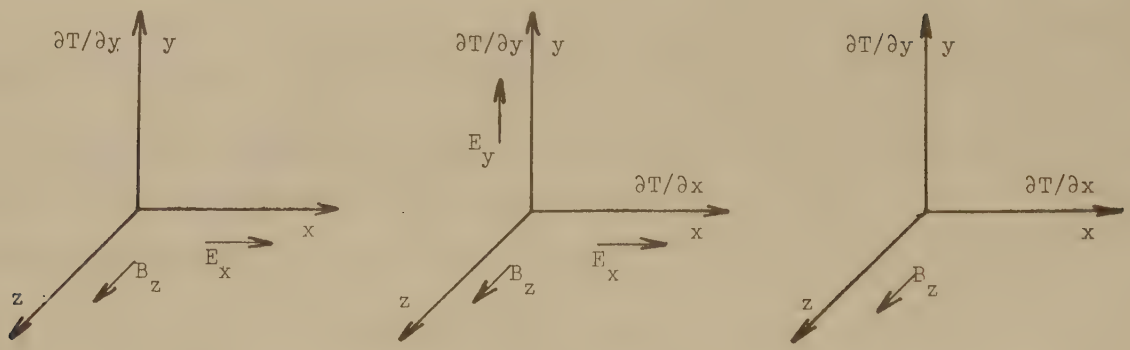
La tension transversale utile est en fait la différence entre la tension transversale effectivement mesurée en présence du déséquilibre thermodynamique (c'est-à-dire du champ magnétique $B_z$) et la tension parasite résiduelle due au non-alignement des sondes lorsque le champ magnétique est nul (la tension longitudinale étant appliquée).

D'autre part, la répartition des porteurs libres dans le barreau ne dépend que du produit $E_x \cdot B_z$ [2,3,4] ; il en est de même de la tension transversale utile, comme nous le préciserons plus loin.

Nous allons maintenant décrire les divers effets parasites qui faussent les mesures de tension transversale et les procédés utilisés pour s'en affranchir.

2.1.1. EFFETS THERMOGALVANOMAGNETIQUES

Résumons rapidement ces effets à l'aide de la figure 2,2 :




$\partial T/\partial x = 0$ ; $i_y = 0$ ; $J_{Q_y} = 0$ — $\partial T/\partial y = K \cdot B_z \cdot E_x$ — Effet ETTINGSHAUSEN

$i_y = i_x = 0$ — $E_y = K' \cdot B_z \cdot (\partial T/\partial x)$ — Effet NERNST

$i_x = i_y = 0$ ; $J_{Q_y} = 0$ — $\partial T/\partial y = K'' \cdot B_z \cdot (\partial T/\partial x)$ — Effet RIGHI-LEDUC

FIGURE 2,2 - $i_x$, $i_y$ : densités de courant
$J_{Q_x}$, $J_{Q_y}$ : flux de chaleur
$\partial T/\partial x$, $\partial T/\partial y$ : gradients thermiques.

a) EFFET ETTINGSHAUSEN

Il se traduit par un gradient de température transversale et donc par un champ électrique transversal proportionnel au produit $E_x \cdot B_z$ ; il est donc difficile de l'éliminer. Pourtant, la tension transversale qui en résulte est généralement négligeable devant la tension HALL par exemple (1 %), dont nous verrons qu'elle est du même ordre de grandeur que les tensions mises en jeu dans les phénomènes que nous étudions.

b) EFFETS NERNST ET RIGHI-LEDUC

Ils se manifestent lorsque le barreau est le siège d'un gradient de température longitudinal $\frac{\partial T}{\partial x}$. L'effet NERNST se traduit par un champ électrique transversal proportionnel à $B_z$ et à $\partial T/\partial x$ et indépendant de $E_x$. L'effet RIGHI-LEDUC se manifeste par un gradient de température transversal et donc par une tension transversale répondant aux mêmes propriétés que la tension NERNST. On peut donc facilement éliminer ces effets de ceux dépendant du produit $E_x \cdot B_z$ en mesurant la tension transversale pour des valeurs respectivement opposées de $E_x$ et $B_z$. Néanmoins, pour éviter l'apparition de ces tensions parasites, il suffit de veiller à l'uniformité de température de l'échantillon. Nous admettrons que cela est réalisé puisque le barreau plonge dans un liquide isolant de grande capacité thermique.

2.1.2. ROLE DES RESISTANCES DE CONTACT

La mesure de la tension transversale s'effectue par le biais de contacts métalliques apposés sur les grandes faces du barreau. Nous montrerons par la suite que le comportement de ces contacts joue un rôle fondamental dans l'interprétation des phénomènes observés. Néanmoins, nous allons voir qu'il est nécessaire de prendre des précautions particulières pour s'affranchir de l'influence parasite de la résistance des contacts.

On a relevé à l'oscilloscope (monté en différentiel) les courbes $V_{1/2}(E_x)$ d'un échantillon de Germanium intrinsèque ($\rho$ = 50 Ω.cm environ) ayant ses deux surfaces décapées. Les courbes obtenues sont représentées figure 2,3.

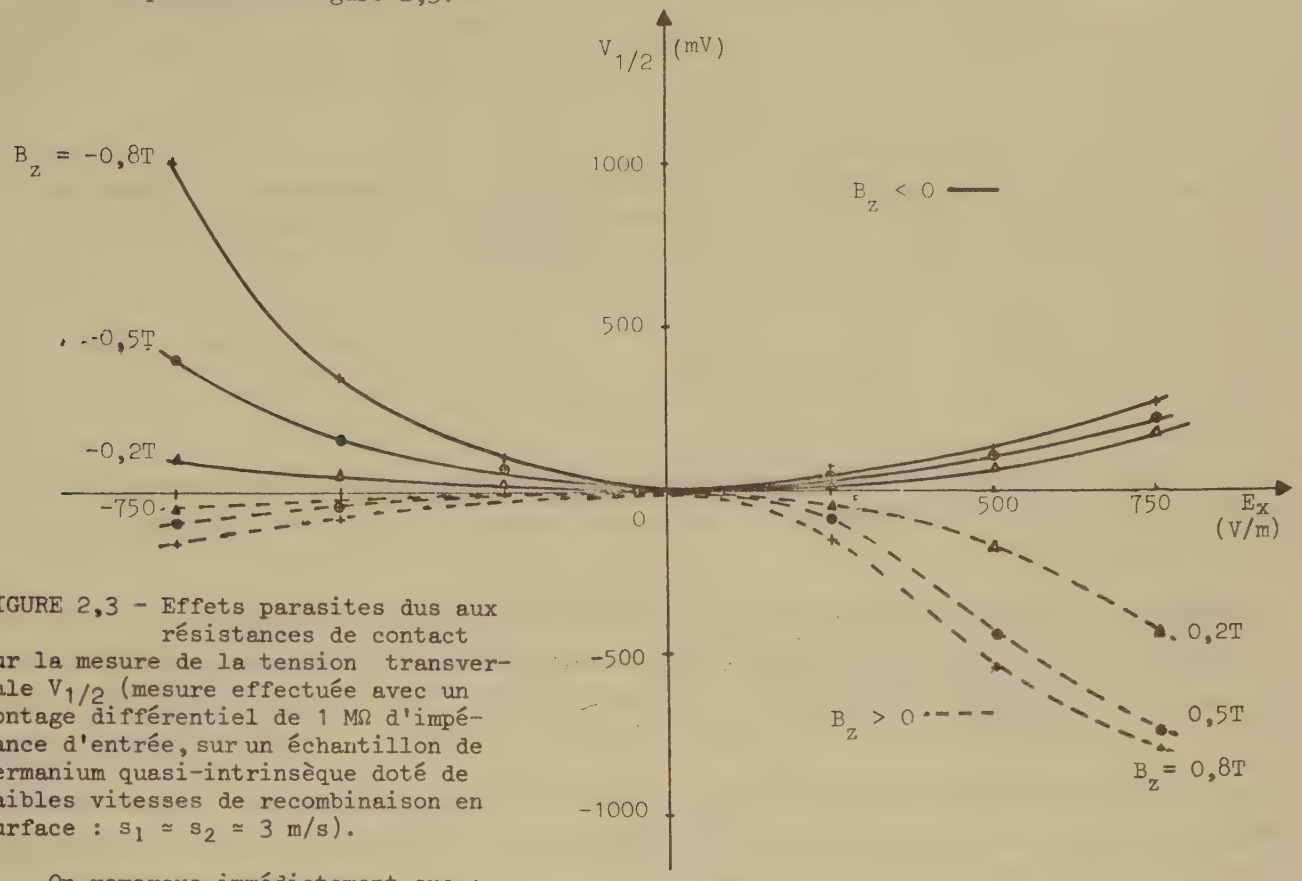



FIGURE 2,3 - Effets parasites dus aux résistances de contact sur la mesure de la tension transversale $V_{1/2}$ (mesure effectuée avec un montage différentiel de 1 MΩ d'impédance d'entrée, sur un échantillon de Germanium quasi-intrinsèque doté de faibles vitesses de recombinaison en surface : $s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s).

On remarque immédiatement que :

. le signe de la tension mesurée reste invariant lorsque l'on inverse le champ longitudinal ;

. les valeurs atteintes par $V_{1/2}$ sont considérables, aussi, étant donné les ordres de grandeur de $B_z$ (< 1 T) et $E_x$ (< 750 V/m), on ne peut admettre que leur origine soit due à une tension du même ordre de grandeur que la tension HALL.

La mesure effectuée est une mesure différentielle qui est donc très sensible à toute dissymétrie électrique du montage. En particulier, comme nous allons le montrer, une dissymétrie des résistances de contact donne naissance à une tension transversale détectée pour $B_z$ nul (les sondes étant parfaitement alignées). Si l'on admet qu'après application du champ magnétique cette dissymétrie se soit modifiée, on mesure dans ces conditions une tension parasite supplémentaire.

Il est important de noter que l'équilibrage électrique est impossible à réaliser pour $B_z$ nul. Il nécessiterait, en effet, un alignement parfait des sondes et des résistances de contact identiques ; c'est pourquoi on ne relève, en fait, que la variation de la tension transversale après application du champ magnétique.

Comme nous allons le montrer dans le calcul suivant, cette tension parasite peut être très importante si l'impédance d'entrée du montage différentiel n'est pas suffisante.

Nous représentons, figure 2,4, le schéma réel et le schéma électrique équivalent du montage.

FIGURE 2,4 -
Schéma du montage

Figure 2,4.a
Schéma réel

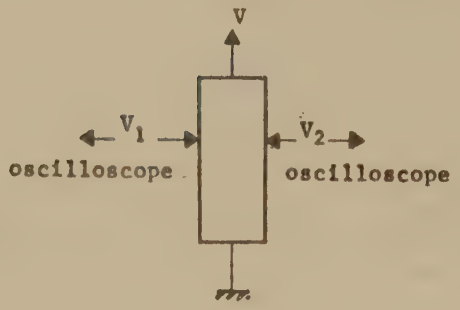
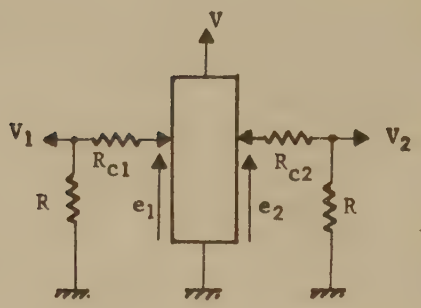



Figure 2,4.b
Schéma électrique équivalent




On mesure $V_1-V_2$ ; $e_1$ et $e_2$ sont les tensions qui existent sous les contacts dont les résistances sont $R_{c_1}$ et $R_{c_2}$ ; R, enfin, est l'impédance d'entrée des deux voies différentielles de l'oscilloscope : R = 1 MΩ.

La tension transversale réelle est $e_1-e_2$. Calculons $V_1-V_2$ en fonction de $e_1$ et $e_2$ : $V_1 = e_1\left(R/(R+R_{c_1})\right)$ et $V_2 = e_2\left(R/(R+R_{c_2})\right)$. Si l'on suppose $R_{c_1}$ et $R_{c_2}$ petits devant R :

$$V_1-V_2 \# e_1 - e_2 + \frac{R_{c2}}{R}\cdot e_2 - \frac{R_{c1}}{R}\cdot e_1 \quad \text{, soit : } \quad V_1-V_2 = (e_1-e_2)\left(1 - \frac{R_{c1}+R_{c2}}{2R}\right) + \frac{e_1+e_2}{2R}\,(R_{c_2}-R_{c_1}).$$

On voit que, pour $B_z$ nul, même si les sondes sont rigoureusement alignées, on détecte une tension car alors : $e_1 = e_2 = e_0$ et $V_1-V_2 = \frac{e_0}{R}(R_{0c_2}-R_{0c_1})$, $R_{0c_1}$ et $R_{0c_2}$ étant les résistances de contact en l'absence de champ magnétique.

Appliquons le champ magnétique ; on a alors :

$$V_1 - V_2 = (e_1 - e_2)\left(1 - \frac{R_{Bc1} + R_{Bc2}}{2\,R}\right) + \frac{e_1 + e_2}{2\,R}\,(R_{Bc_2} - R_{Bc_1}) \quad ,$$

$R_{Bc_1}$ et $R_{Bc_2}$ étant les résistances de contact pour $B_z$ non nul.

Notons tout de suite que la tension $e_1-e_2$ à mesurer est multipliée par $\left(1 - \frac{R_{Bc1}+R_{Bc2}}{R}\right)$ ce qui est une première cause d'erreur.

En fait, l'erreur principale réside dans le second terme qui est peu différent de : $\frac{e_0}{R}(R_{Bc_2}-R_{Bc_1})$, et qui est à l'origine de la mesure d'une tension parasite $\Delta V_{1/2}$ :

$$\Delta V_{1/2} = \frac{e_0}{R}\left((R_{Bc_2}-R_{0c_2}) - (R_{Bc_1}-R_{0c_1})\right) .$$

Nous montrerons par la suite que, pour B donné, $R_{Bc_2}-R_{0c_2}$ et $R_{Bc_1}-R_{0c_1}$ changent de signe si l'on inverse V, soit si l'on inverse $e_0$. Autrement dit, $\Delta V_{1/2}$ garde un signe constant pour deux valeurs opposées de la tension longitudinale, ce qui explique la première remarque formulée sur la figure 2,3.

De plus, nous verrons que $\left((R_{Bc_2}-R_{0c_1})-(R_{Bc_1}-R_{0c_1})\right)$ peut atteindre des valeurs considérables de l'ordre de 100 kΩ ; ce qui donne, pour $|e_0|$ = 10 V et R = 1 MΩ, $\Delta V_{1/2}$ = 1 V. On est donc en accord avec les ordres de grandeur relevés sur les courbes de la figure 2,3.

Il s'est donc avéré nécessaire de réaliser un montage différentiel de haute impédance d'entrée, intermédiaire entre les contacts et un voltmètre classique. Ce montage est constitué de circuits intégrés. Son schéma synoptique est représenté figure 2,5.

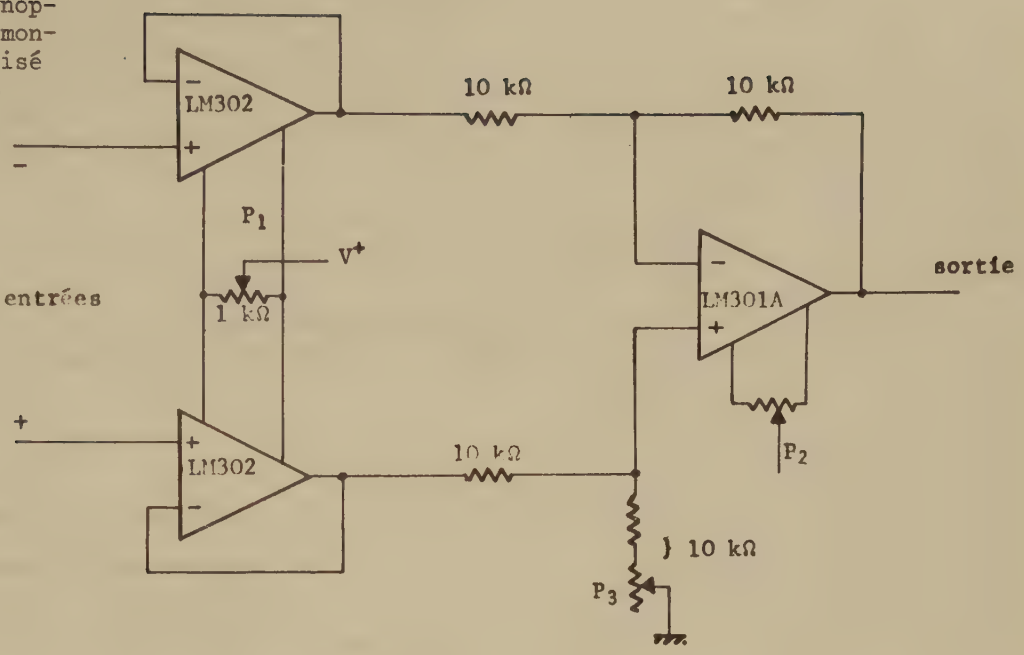



FIGURE 2,5 - Schéma synoptique du montage différentiel utilisé pour la mesure de $V_{1/2}$ (impédance d'entrée : 1000 MΩ).

Le potentiomètre $P_1$ est destiné à l'équilibrage des deux circuits d'entrée haute impédance ; le potentiomètre $P_2$ est destiné à compenser la tension d'*offset* de l'amplificateur différentiel de sortie, le potentiomètre $P_3$ ayant le rôle d'équilibrer rigoureusement les entrées de l'amplificateur différentiel de sortie.

Les circuits d'entrée présentent une impédance d'entrée supérieure à 1000 MΩ. Dans l'exemple numérique précédent, la tension parasite est ainsi réduite à moins de 1 mV et devient négligeable devant la tension HALL.

Le réglage du circuit s'effectue comme suit :

. les deux entrées sont reliées à la masse, on joue sur $P_1$ et $P_2$ pour faire le zéro à la sortie ;

. on impose ensuite successivement +10V et -10V sur les deux entrées et on règle $P_3$ pour avoir le zéro à la sortie. Ce réglage se fait par retouches successives.

## 2.1.3. ROLE DES INHOMOGENEITES DE SURFACE

On a relevé, à l'aide du montage différentiel, les courbes $V_{1/2}(E_x)$ du même échantillon dans les mêmes conditions (les deux surfaces sont décapées chimiquement) pour $B_z$ égal respectivement à +0,5T et -0,5T (figure 2,6, page 12).

On constate que les valeurs atteintes par la tension transversale sont *normales* en signe, au moins au voisinage de zéro, et en ordre de grandeur. Pourtant, l'allure de ces courbes présente un caractère imprévisible (inversions de signe anormales ; de plus, on n'obtient pas les mêmes valeurs de $V_{1/2}$ pour $(+E_x,+B_z)$ et $(-E_x,-B_z)$ ; $(+E_x-B_z)$ et $(-E_x+B_z)$). Il existe donc certainement d'autres phénomènes qui interviennent dans les mesures.

De telles irrégularités peuvent être expliquées grâce à l'expérience suivante (figure 2,7, page 12). On a constaté que, après application du champ magnétique, les tensions $V_1$ *et* $V_2$ subissaient d'importantes variations (de 1 à 2V environ, pour V, tension appliquée au barreau de l'ordre de 10 à 15V et $B_z$ de 0,5T, les deux surfaces étant décapées).

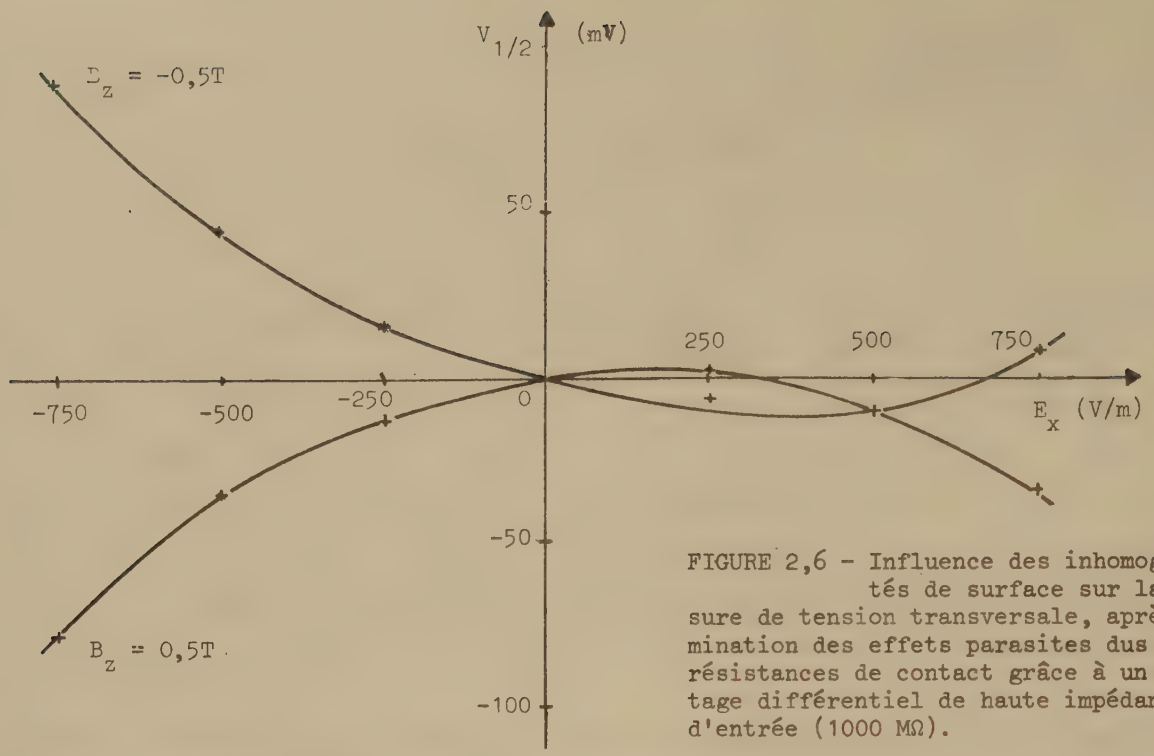
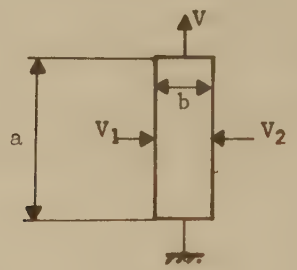



FIGURE 2,6 - Influence des inhomogénéités de surface sur la mesure de tension transversale, après élimination des effets parasites dus aux résistances de contact grâce à un montage différentiel de haute impédance d'entrée (1000 MΩ).

FIGURE 2,7 -



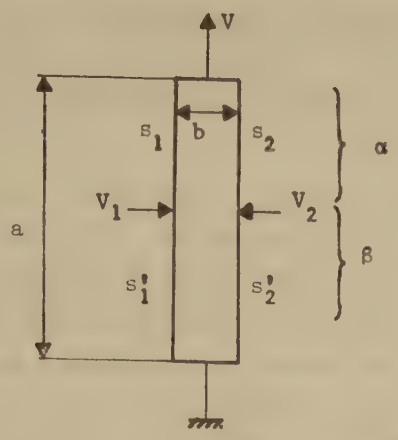

Cet effet est dû au volume du barreau, influencé par les inhomogénéités de surfaces. Il est bien évident en effet, que le traitement du barreau ne confère pas aux deux surfaces des vitesses de recombinaison uniformes. Or, les vitesses de recombinaison ont une grande influence sur la conductivité du barreau, qui est une fonction de y et sur sa résistance globale en présence de $E_X$ et $B_Z$ (cf. [1,2,3,4]). Les expériences de magnétoconcentration effectuées dans le laboratoire autorisent la mesure des vitesses de recombinaison *moyennes* des deux surfaces. En réalité, la résistance du barreau est inhomogène selon x en présence de $E_X$ et de $B_Z$. En d'autres termes, les inhomogénéités de surface induisent une inhomogénéité dans le volume.

Nous allons voir, sur le modèle simple suivant, comment de tels phénomènes peuvent créer une tension transversale parasite. Considérons un barreau dont les surfaces $S_1$ et $S_2$ sont dotées des vitesses de recombinaison $s_1$, $s_1'$ et $s_2$, $s_2'$, comme indiqué sur la figure 2,8.a. Si on fait abstraction de toute autre cause de déséquilibrage, pour $B_Z$ nul, on a $V_1 = V_2$. Et l'on peut représenter, très schématiquement, le barreau par le réseau de résistances de la figure 2,8.b avec : $R_1/r_1 = R_2/r_2$ .

L'application du champ magnétique $B_Z$ modifie la répartition des porteurs dans le barreau; mais les parties α et ß de ce dernier (figure 2,8.a) sont le siège de gradients de porteurs selon la direction y différents puisque $s_1 \neq s_1'$ et $s_2 \neq s_2'$ .

FIGURE 2,8 - Schémas simplifiés du barreau de semiconducteur à l'équilibre thermodynamique.

Figure 2,8.a
Schéma réel




B = 0

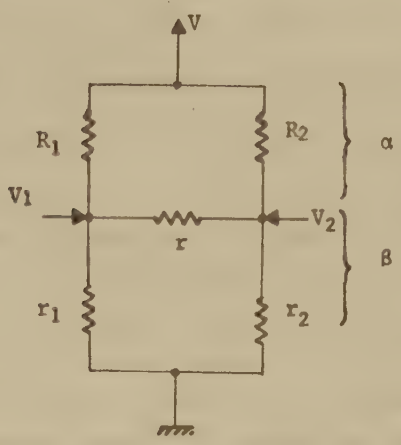



Figure 2,8.b
Schéma électrique équivalent

Cette situation peut être représentée comme suit (figure 2,9.a). On a alors : $\frac{R'_1}{r'_1} \neq \frac{R'_2}{r'_2}$. On voit qu'il peut apparaître une tension $V_1$-$V_2$ transversale parasite, abstraction faite de toute autre tension.

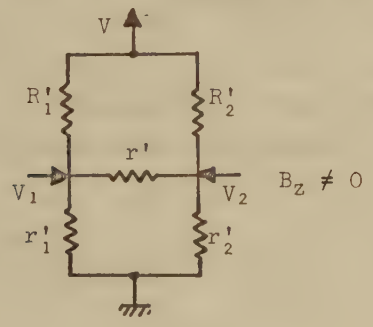
Le schéma équivalent est représenté figure 2,9.b. On peut facilement calculer $V_1$-$V_2$ :

$$V_1-V_2 = r'V\left(\frac{r'_1}{R'_1+r'_1} - \frac{r'_2}{R'_2+r'_2}\right)\cdot\frac{1}{r'+\frac{R'_1\cdot r'_1}{R'_1+r'_1}+\frac{R'_2\cdot r'_2}{R'_2+r'_2}} = r'V\,\frac{r'_1\cdot R'_2 - r'_2\cdot R'_1}{(R'_1+r'_1)(R'_2+r'_2)}\cdot\frac{1}{r'+\frac{R'_1\cdot r'_1}{R'_1+r'_1}+\frac{R'_2\cdot r'_2}{R'_2+r'_2}}.$$

Evidemment, $V_1$-$V_2$ = 0 si $R'_1/r'_1 = R'_2/r'_2$ , lorsque les surfaces sont homogènes. Dans le cas contraire, $V_1$-$V_2$ est différent de zéro.

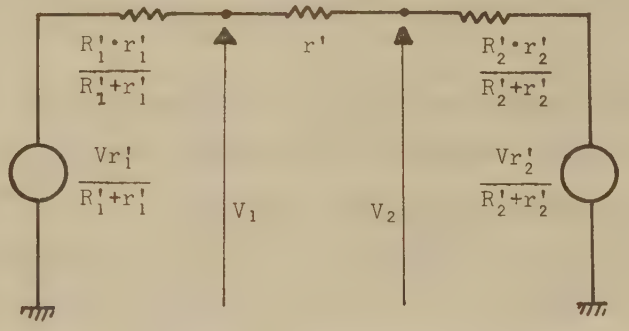
FIGURE 2,9

Figure 2,9.a - Schéma électrique équivalent simplifié du barreau de semiconducteur hors de l'équilibre thermodynamique.




$B_z \neq 0$

FIGURE 2,9.b - Schéma électrique équivalent à celui de la figure ci-contre en application du théorème de THEVENIN.




Notons que l'on retrouve le même réseau de résistances dans les situations suivantes : $(+V+B_z)$ et $(-V-B_z)$ d'une part, $(+V-B_z)$ et $(-V+B_z)$ d'autre part, les répartitions de porteurs étant identiques (cf. [2,3,4]).

On remarque que la tension parasite calculée précédemment est de la forme kV ; mais pour $(+V+B_z)$ et $(-V-B_z)$ par exemple, les tensions transversales *utiles* sont identiques, alors que les tensions parasites dues aux inhomogénéités des surfaces sont opposées. On peut donc les éliminer simplement par addition :

on mesure $V_{1/2}$ pour $(+V+B_z)$ : $V_{1/2(+V+B_z)}$ ; on mesure $V_{1/2}$ pour $(-V-B_z)$ : $V_{1/2(-V-B_z)}$ ; la tension transversale utile recherchée s'écrit alors : $V_{1/2} = \frac{1}{2}\left( V_{1/2(+V+B_z)} + V_{1/2(-V-B_z)} \right)$, puisque $V_{1/2(+V+B_z)} = V_{1/2} + kV$ ; $V_{1/2(-V-B_z)} = V_{1/2} - kV$ .

Les mêmes opérations seront réalisées pour $(+V-B_z)$ et $(-V+B_z)$. Dans toute la suite, on tracera la courbe de la tension transversale pour $+B_z$ ($B_z > 0$), V variant de -15V à +15V. La tension V d'alimentation du barreau étant continue, on ne peut guère lui faire dépasser la valeur de 15V sans prendre le risque d'échauffer le barreau. Nous avons renoncé à recourir à un régime impulsionnel (qui aurait minimisé l'effet d'échauffement) en raison de transitoires gênants dus aux capacités parasites (particulièrement les capacités entre contacts métalliques et semiconducteur), mais aussi du fait qu'il aurait interdit l'observation de phénomènes lents dont nous reparlerons plus loin (influence des états lents de surface).

*REMARQUES*

☆ L'observation de l'évolution de la tension $V_1$ ou de la tension $V_2$ après application du champ magnétique nous permet de juger de l'homogénéité des surfaces. On peut ainsi tester la qualité du traitement des surfaces. Si la variation de $V_1$ ou $V_2$ n'excède pas quelques centaines de millivolts (c'est-à-dire deux à trois fois la tension HALL) après application de $B_z$ dans les conditions précitées (V de l'ordre de 15V, $B_z$ de 0,5T), nous considèrerons que les surfaces sont dotées de caractéristiques homogènes.

☆☆ Le fait de détériorer mécaniquement une grande face du barreau tend à l'*homogénéiser*. La surface détériorée est douée d'une vitesse effective de recombinaison très grande par rapport à l'autre surface décapée chimiquement ; ce comportement se retrouve tout au long du barreau, ce qui explique son caractère homogène. Lorsque les deux surfaces sont décapées, $s_1$ et $s_2$ sont faibles et du même ordre de grandeur, et l'influence de la variation du rapport $s_1/s_2$ avec x est évidemment beaucoup plus considérable.

### 2.1.4. DESCRIPTION RECAPITULATIVE DES METHODES UTILISEES POUR S'AFFRANCHIR DES DIFFICULTES EXPERIMENTALES DANS LA MESURE DE $V_{1/2}$

EFFETS GALVANOMAGNETIQUES ET THERMOELECTRIQUES (ETTINGSHAUSEN, NERNST ET RIGHI-LEDUC)

On évite l'apparition de ces effets parasites en imposant une température uniforme à l'échantillon.

ROLE DES RESISTANCES DES CONTACTS

On réalise la mesure de $V_{1/2}$ à l'aide d'un montage différentiel de très haute impédance d'entrée (1000 MΩ) pour s'affranchir des variations des résistances de contact.

ROLE DES INHOMOGENEITES DE SURFACE

On élimine leur influence parasite en effectuant la demi-somme des tensions mesurées pour le même produit $VB_z$ (on élimine par la même occasion les effets NERNST et RIGHI-LEDUC). Notons qu'il est exclu dans notre cas d'effectuer les symétries classiques utilisées habituellement pour la mesure de l'effet HALL (rappelons qu'elles consistent à mesurer la tension transversale dans les quatre situations suivantes : $+V+B_z$, $-V-B_z$, $+V-B_z$, $-V+B_z$ , et d'effectuer la moyenne des modules des tensions obtenues), puisque l'on obtient des répartitions de porteurs différentes pour deux valeurs opposées du produit $VB_z$.

Nous constatons donc qu'il est nécessaire de prendre beaucoup de soins à la réalisation des expériences. Les difficultés expérimentales que nous avons réussi à résoudre expliquent l'absence de résultats expérimentaux dans la littérature sur la mesure de la tension transversale d'un barreau de semiconducteur *quasi-intrinsèque* soumis à des champs électrique et magnétique croisés.

## 2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons ci-après les résultats obtenus, à la température ambiante, sur deux échantillons de Germanium type. Comme nous le verrons, ils correspondent à deux situations extrêmes, qui illustrent l'ensemble des expériences effectuées sur de nombreux échantillons.

En effet, ainsi que nous le montrerons par la suite, les mesures de tension transversale sont largement tributaires des caractéristiques des surfaces qui peuvent varier considérablement d'un échantillon à l'autre, même après un cycle de traitements scrupuleusement identiques [6, p. 57]. Nous verrons que la tension transversale est la superposition d'une contribution en volume et d'une contribution en surface, et que cette dernière contribution peut être éliminée plus ou moins rapidement et complètement, selon les caractéristiques de la surface et, en particulier, des états de surface.

Nous baptiserons les deux échantillons de mesure : barreau n° 1 et barreau n° 2. Ils ont tous deux un comportement proche de l'intrinsèque à la température ambiante (résistivité 50 Ω.cm).

. Le barreau n° 1 a les dimensions suivantes : b×c×a = 0,7 × 2 × 20 $mm^3$
b : épaisseur mesurée selon Oy ; a : longueur selon l'axe des x ; c : largeur du barreau mesurée selon l'axe des z.

. Le barreau n° 2 a les dimensions suivantes : 1 × 3 × 17 $mm^3$ .

Nous montrerons que la tension transversale ne se réduit qu'à la contribution en volume sur le barreau n° 2 alors que la contribution en surface se superpose intégralement à la contribution en volume sur le barreau n° 1. Nous rappelons cependant que les deux barreaux ne représentent que deux situations extrêmes et qu'en général la contribution en surface n'est que partiellement éliminée. Signalons que ces deux barreaux n'ont été choisis qu'a posteriori, une fois les mesures effectuées, du fait que nous ne sommes pas en mesure de maîtriser rigoureusement toutes les caractéristiques des surfaces (en particulier, les propriétés des états de surface).

### 2.2.1. MESURE DE LA TENSION TRANSVERSALE

Les courbes déduites des opérations précédentes éliminant les effets parasites, sont présentées figures 2,10 et 2,11 respectivement pour les barreaux n° 1 et 2, leurs deux surfaces étant décapées chimiquement. On constate immédiatement que, dans les deux cas, les signes de la tension transversale $V_{1/2}$ sont opposés pour deux *quelconques* valeurs opposées de la tension V, ce qui semble être plus "orthodoxe" que précédemment (§ 2.1.3). Pourtant, pour ces deux échantillons, on obtient, l'un par rapport à l'autre, des valeurs de $V_{1/2}$ opposées pour la même tension longitudinale V.

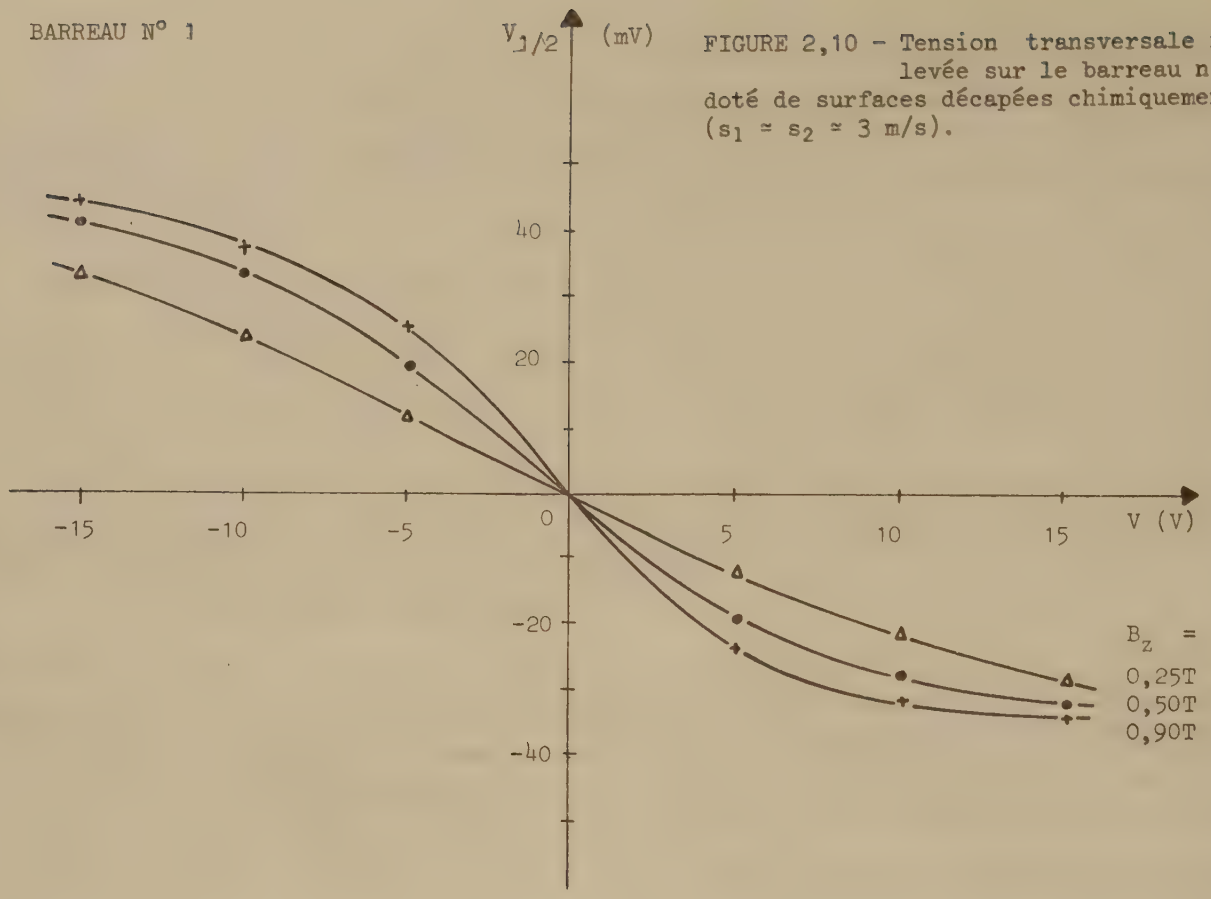
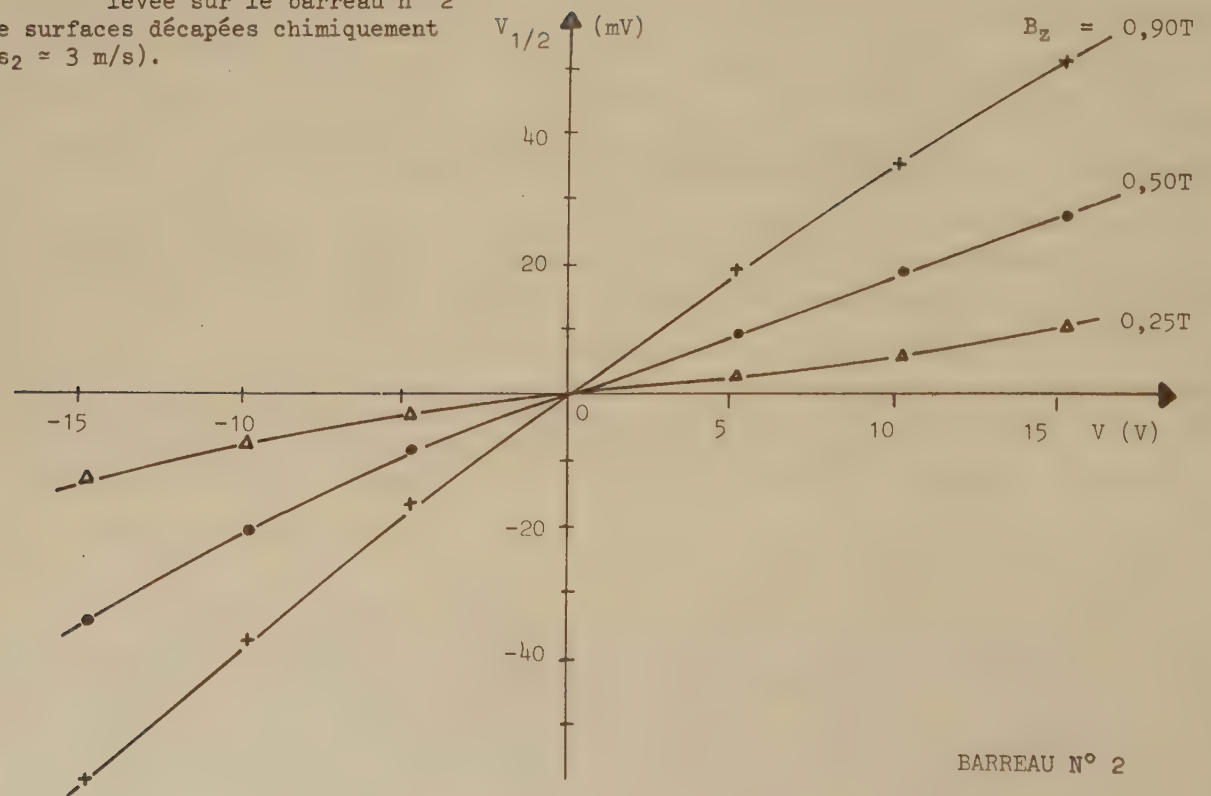



FIGURE 2,10 - Tension transversale relevée sur le barreau n° 1 doté de surfaces décapées chimiquement ($s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s).

FIGURE 2,11 - Tension transversale relevée sur le barreau n° 2 doté de surfaces décapées chimiquement ($s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s).



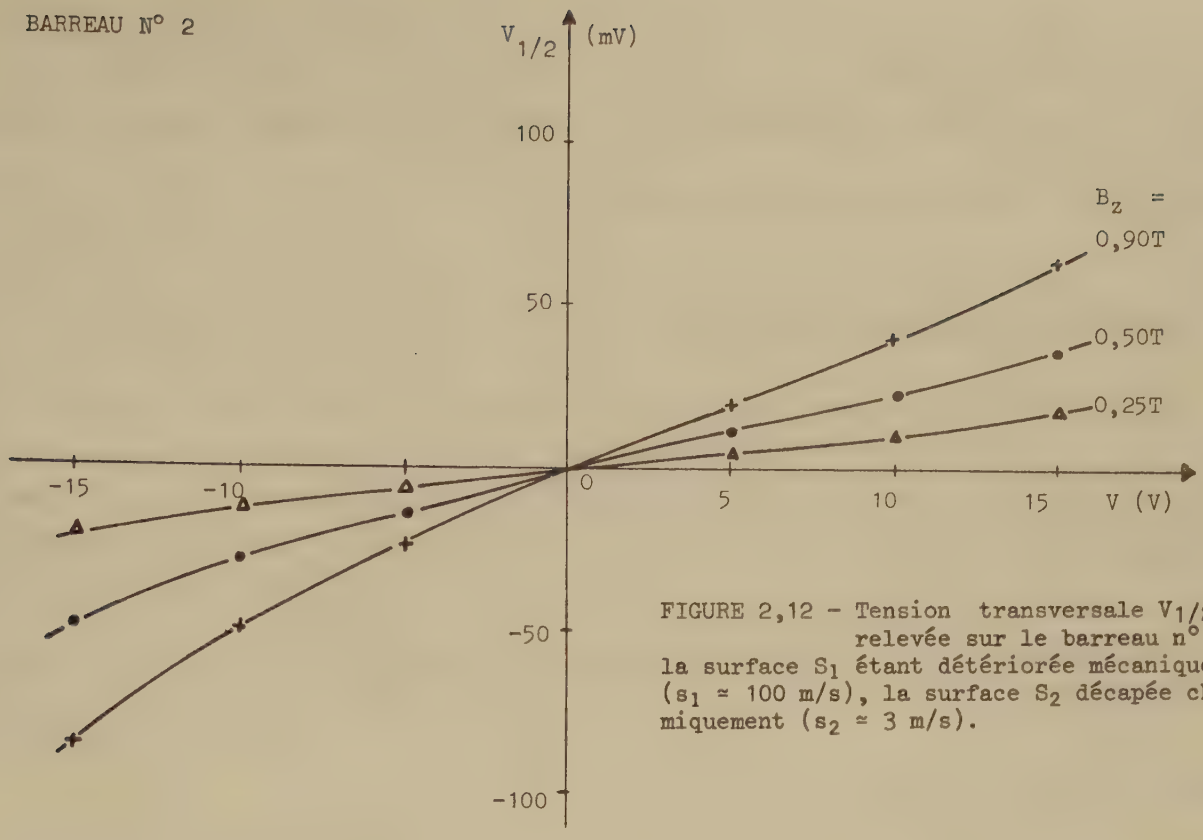



FIGURE 2,12 - Tension transversale $V_{1/2}$ relevée sur le barreau n° 2, la surface $S_1$ étant détériorée mécaniquement ($s_1 \simeq 100$ m/s), la surface $S_2$ décapée chimiquement ($s_2 \simeq 3$ m/s).

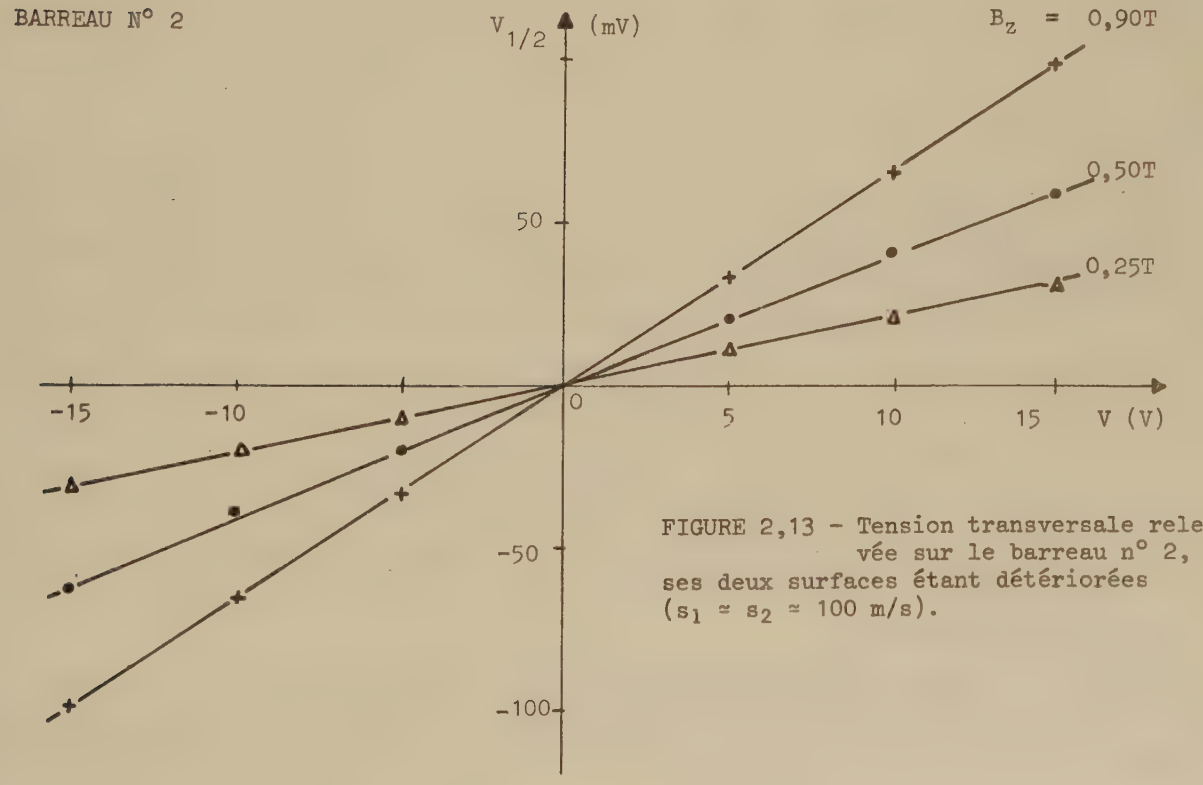



FIGURE 2,13 - Tension transversale relevée sur le barreau n° 2, ses deux surfaces étant détériorées ($s_1 \simeq s_2 \simeq 100$ m/s).

On a représenté en outre (figures 2,12 et 2,13), les courbes $V_{1/2}(V)$ du barreau n° 2 dans les deux situations suivantes :

. Figure 2,12 : surface $S_1$ détériorée (avec un abrasif de grain 100 µm) ; surface $S_2$ décapée chimiquement ;

. Figure 2,13 : les deux surfaces détériorées.

## 2.2.2. VARIATION DES RESISTANCES DE CONTACT

Nous avons déjà mentionné au paragraphe 2.1.2 l'influence des résistances de contact. Nous avions alors envisagé une éventuelle variation de ces résistances, après application du champ magnétique (en présence de la tension longitudinale). Un tel phénomène a été effectivement mis en évidence expérimentalement et nous verrons qu'il nous permettra de parfaire l'interprétation des mesures de la tension transversale. Le dispositif expérimental est le suivant : il a été conçu de manière à ne pas perturber les conditions de mesure de la tension transversale $V_{1/2}$. Aussi a-t-on effectué une mesure dynamique de la résistance de contact $R_c$ à l'aide du montage de la figure 2,14.

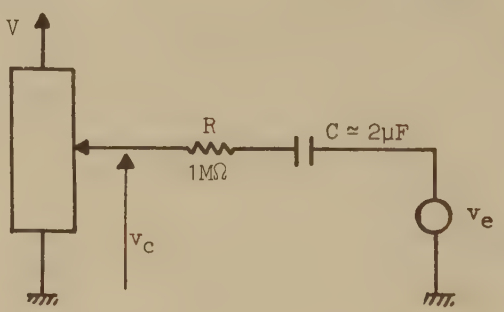



FIGURE 2,14 - Montage de mesure de la résistance dynamique du contact.

On a alimenté le contact à l'aide d'un générateur de tension sinusoïdale $v_e$ de faible amplitude (20 mV eff.) devant la tension d'alimentation continue V, à travers une capacité C, destinée à éviter le passage de courant continu dans le circuit, ce qui perturberait la mesure de $V_{1/2}$ et de $R_c$, et à travers une résistance R. On mesure, à l'aide d'un voltmètre alternatif, la tension $v_c$ entre contact et masse et l'on déduit simplement $R_c$ dans le cas où la résistance dynamique du barreau est négligeable : $R_c = R(v_c/(v_e-v_c))$ (R étant grand devant $1/C\omega$). On appellera $R_{c_1}$ la résistance du contact n° 1 apposé sur la surface $S_1$ et $R_{c_2}$ celle de l'autre.

La résistance dynamique longitudinale $R_0$ du barreau peut être importante pour les fortes valeurs de Bz et V (cf. [2,4,6 p.98] et figure 2,18) ; aussi doit-on, dans ce cas, effectuer une correction en retranchant à la valeur mesurée $R_0/4$, si le contact se trouve au milieu du barreau, le point chaud continu étant à la masse du point de vue dynamique (la résistance de l'alimentation continue est négligeable).

On a choisi R = 1 MΩ, la gamme des valeurs de $R_c$ s'étendant de 20 à 300 kΩ environ, ce qui revient à attaquer le contact avec une source de courant et permet une plus grande sensibilité de la mesure.

La fréquence d'utilisation est de 100 Hz ; un tel choix a été imposé par la présence d'une capacité parasite $C_p$ entre le contact et la masse de l'ordre de 1 nF (cette valeur a été déduite

de la fréquence de coupure $f_c$ à 3 dB de $v_c$ qui se situe entre 500 et 5000 Hz, suivant les valeurs de $R_c$ ; il s'agit bien d'une capacité parasite du fait que l'on a montré expérimentalement que le produit $f_c R_c$ est une constante lorsque $R_c$ varie, cette constante étant proportionnelle à $1/C_p$).

Les mesures de $R_c$ ont donné, sur le barreau n° 1, les résultats représentés sur les figures 2,15 et 2,16 (page 20).

On remarque que $R_c$ augmente lorsque le volume sous-jacent au contact est appauvri en porteurs libres par effet de magnétoconcentration [7,8] et diminue dans le cas contraire. Ainsi lorsque V est positif, c'est le contact n° 1 qui est appauvri, le contant n° 2 étant enrichi, donc $R_{c_1}$ augmente et $R_{c_2}$ diminue, et inversement pour V négatif ($B_z$ étant positif).

Si l'on inverse la direction de $B_z$, les résultats sont symétriques, c'est-à-dire que l'on obtient des courbes $R_c(V)$ symétriques par rapport à l'*axe des* $R_c$ de celles tracées pour $B_z > 0$. Ce résultat est parfaitement logique, en raison des symétries respectées par l'effet de magnétoconcentration (cf. § 2.1.3).

Par contre, les résistances de contact du barreau n° 2 , *dans les mêmes conditions*, n'accusaient pratiquement *aucune variation*. Nous verrons que ce comportement résulte des propriétés des surfaces des échantillons.

### 2.2.3. COMPLEMENTS

On a tracé, de plus, les caractéristiques I(V) (I : courant longitudinal) du barreau n° 1 (ses deux surfaces étant décapées) pour $B_z$ nul et $B_z$ = 0,5 T (figure 2,17 - page 21) et les caractéristiques I(V) de l'échantillon n° 2 pour $B_z$ nul et $B_z$ = 0,9 T, dans les trois situations suivantes : deux surfaces décapées; surface $S_1$ détériorée, l'autre décapée; les deux surfaces détériorées enfin (figure 2,18 - page 21).

L'allure de ces dernières courbes (I(V)) est en accord avec les résultats obtenus par KAMARINOS et CHOVET [2,3] (non linéarité, dissymétrie accentuée si les surfaces subissent des traitements différents l'une par rapport à l'autre, leur conférant des vitesses de recombinaison très différentes).

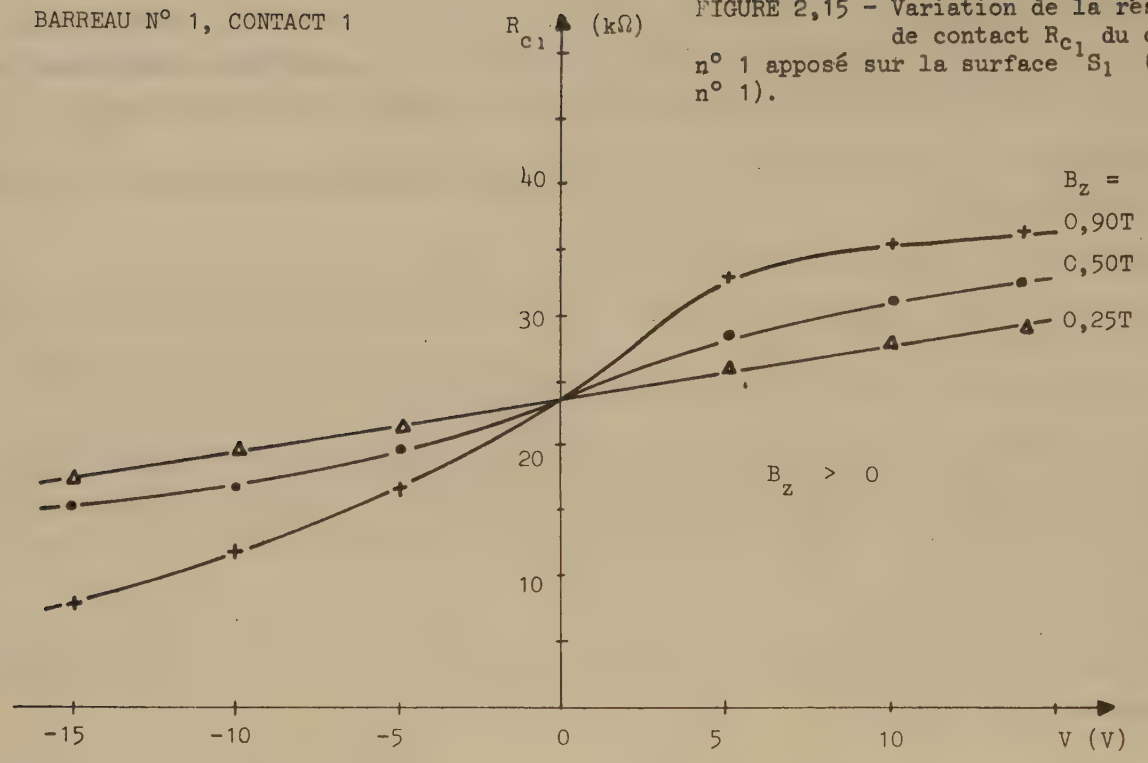



FIGURE 2,15 - Variation de la résistance de contact $R_{c_1}$ du contact n° 1 apposé sur la surface $S_1$ (barreau n° 1).

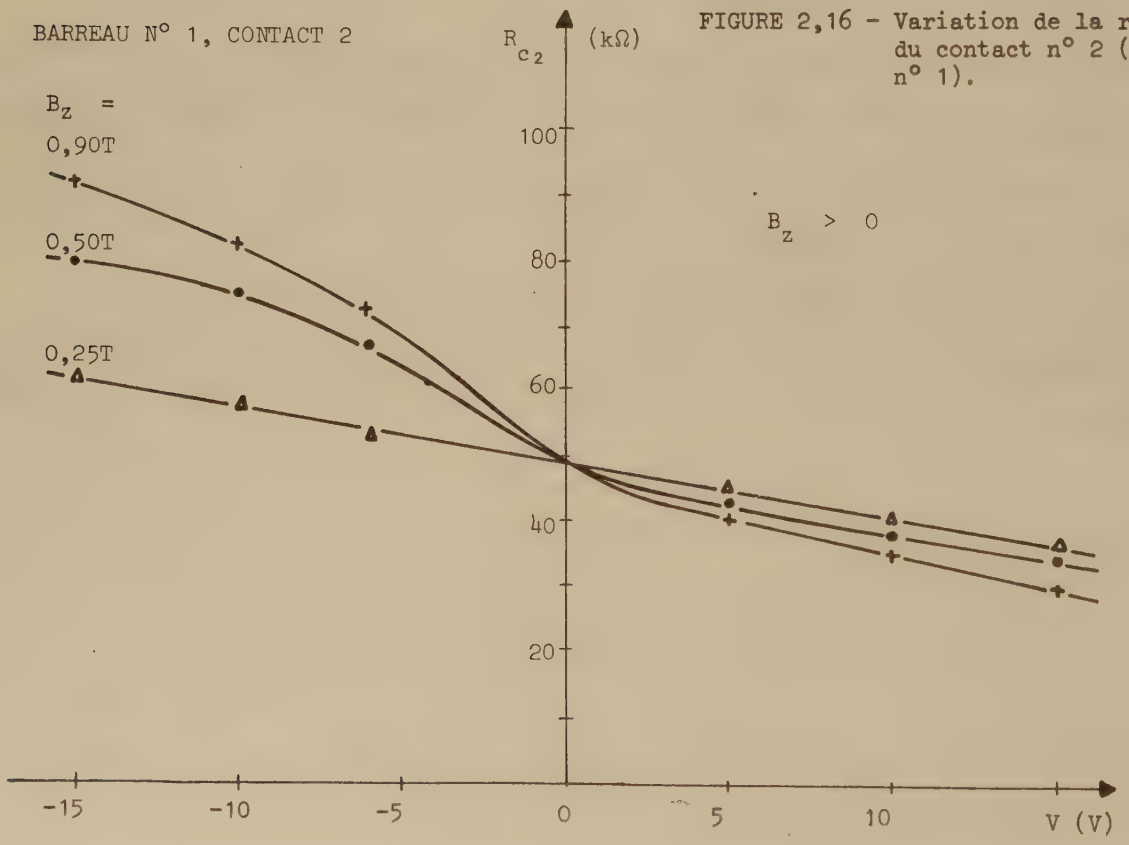



FIGURE 2,16 - Variation de la résistance du contact n° 2 (barreau n° 1).

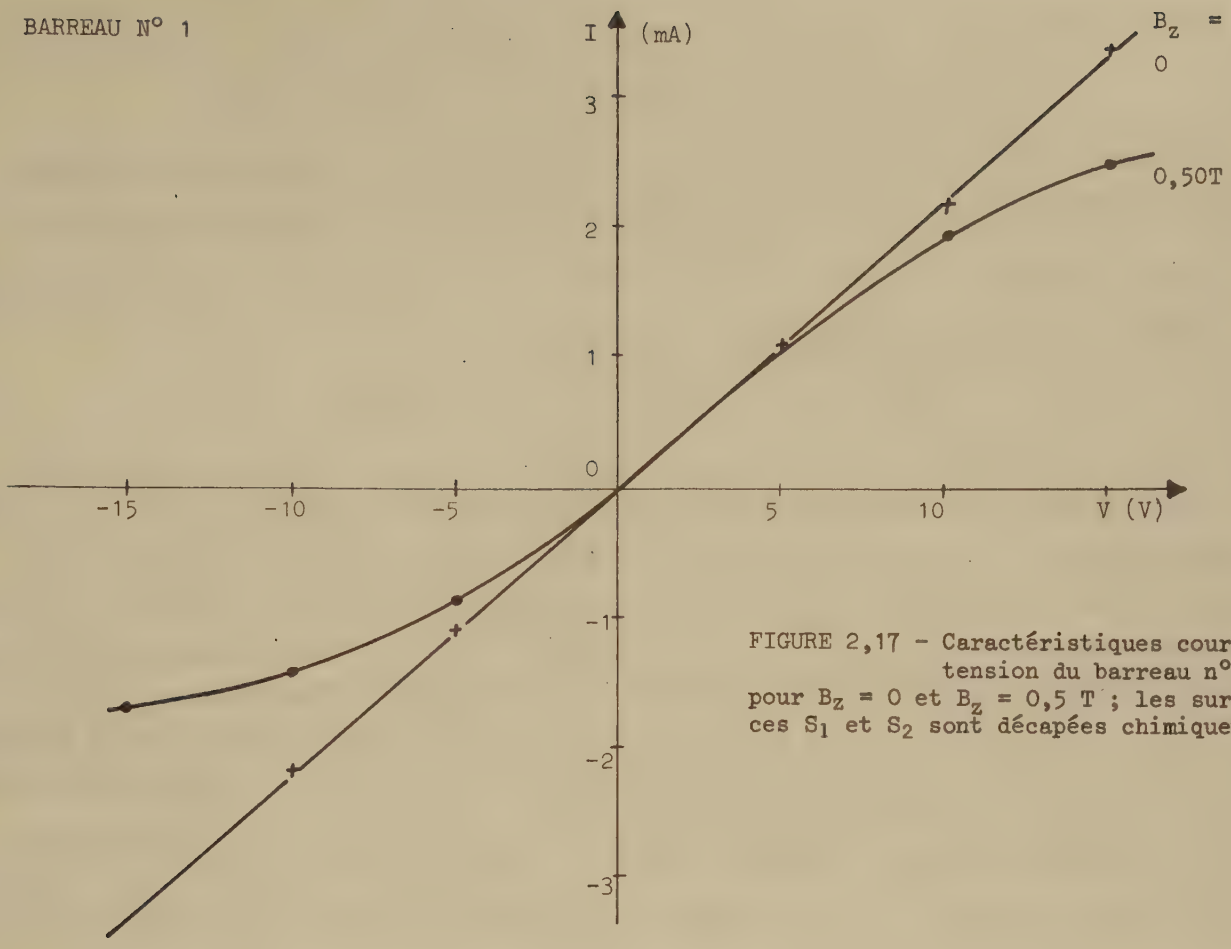



FIGURE 2,17 - Caractéristiques courant-tension du barreau n° 1 pour $B_z = 0$ et $B_z = 0,5$ T ; les surfaces $S_1$ et $S_2$ sont décapées chimiquement.

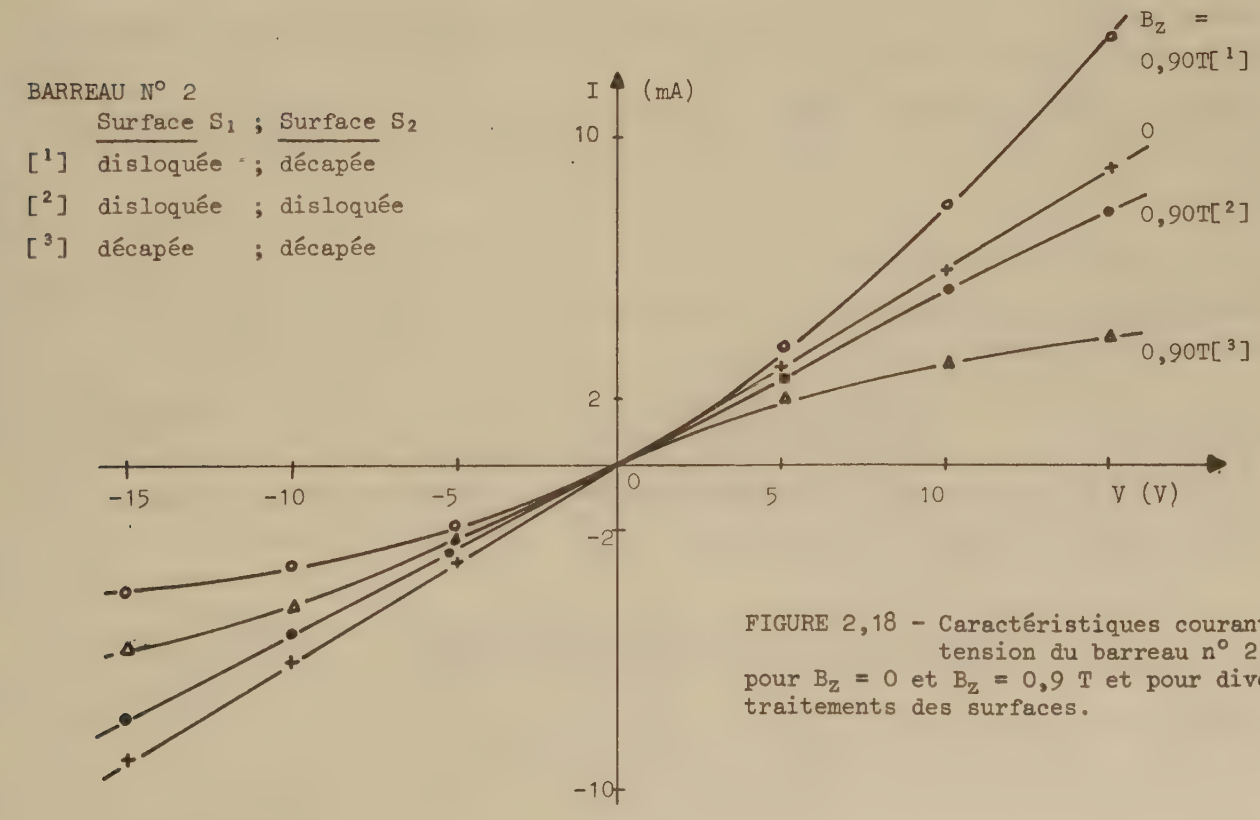



FIGURE 2,18 - Caractéristiques courant-tension du barreau n° 2 pour $B_z = 0$ et $B_z = 0,9$ T et pour divers traitements des surfaces.

## 2.3. ANALYSE THEORIQUE ET INTERPRETATION PHYSIQUE

Nous allons maintenant procéder à l'interprétation physique de ces phénomènes par l'étude théorique de la contribution en volume et de la contribution en surface à la tension transversale totale.

### 2.3.1. CONTRIBUTION EN VOLUME : EFFET HALL, EFFET DEMBER

a) MOBILITE ET MOBILITE HALL DES ELECTRONS ET DES TROUS

Nous allons d'abord effectuer un calcul qui nous permettra de définir la mobilité usuelle et la mobilité HALL des électrons et des trous, que nous ferons apparaître comme des valeurs moyennes.

Nous considérons un milieu semiconducteur dans lequel nous dirons que la conduction électrique est assurée par deux *classes* de porteurs, les électrons et les trous caractérisés respectivement par leur charge $q_n$ et $q_p$ ($q_p = e = 1{,}6.10^{-19}$ C $= -q_n$). Au sein d'une même classe, on distingue plusieurs *types* de porteurs caractérisés par leur mobilité électrique $\mu_j$ et leur densité $\nu_j$ ; une telle dispersion des mobilités des porteurs d'une même classe est due au fait que la mobilité dépend de l'énergie des porteurs qui n'est pas uniforme au sein d'une même classe.

On admettra que toutes les grandeurs physiques sont indépendantes de x et de z et ne sont fonctions, éventuellement, que de y. Cela est dû à la géométrie utilisée, mais aussi au fait que nos expériences sont conduites sur des barreaux dont la dimension selon y est beaucoup plus petite que les dimensions selon x et z.

Nous supposerons enfin que les caractéristiques électriques du matériau sont isotropes, ce qui est vrai pratiquement dans notre cas.

L'étude dynamique du porteur soumis au champ électrique et au champ magnétique, en tenant compte en outre de la diffusion, permet d'aboutir à la relation :

$$\vec{i}_j = \sigma_j \vec{E} + \mu_j \vec{i}_j \wedge \vec{B} - q D_j \vec{\nabla} \nu_j \qquad (2.1)$$

$\vec{i}_j$ est la densité de courant du $j^{ème}$ type de porteur, q sa charge, $\sigma_j$ sa contribution à la conductivité globale, $D_j$ son coefficient de diffusion ; on a : $\mu_j = q(\tau_{rj}/m_j)$ (où $\tau_{rj}$ est le libre temps moyen du porteur et $m_j$ sa masse).

$\sigma_j = \nu_j \mu_j q$ et $D_j = \frac{kT}{q} \mu_j$ (relation d'EINSTEIN où k est la constante de BOLTZMANN et T la température en K). Le champ magnétique a une seule composante selon l'axe des z, alors que le champ électrique est parallèle au plan xOy. Projetons la relation 2.1 sur les axes x et y :

$i_{jx} = \sigma_j E_x + \mu_j i_{jy} B_z$ ; $i_{jy} = \sigma_j E_y - \mu_j i_{jx} B_z - kT \mu_j \frac{\partial \nu_j}{\partial y}$ ; d'où :

$$i_{jy} = \frac{1}{1+\mu_j^2 B_z^2} \left( \sigma_j (E_y - \mu_j B_z E_x) - kT \mu_j \frac{\partial \nu_j}{\partial y} \right) .$$

La densité totale de courant selon y des porteurs d'une classe s'écrit :

$$i_y = \sum_j i_{jy} = E_y \sum_j \frac{\sigma_j}{1+\mu_j^2 B_z^2} - E_x B_z \sum_j \frac{\sigma_j \mu_j}{1+\mu_j^2 B_z^2} - kT \sum_j \frac{\mu_j \frac{\partial \nu_j}{\partial y}}{1+\mu_j^2 B_z^2} \quad , \qquad (2.2)$$

$i_y$ dépendant éventuellement de y.

Nous allons exprimer $i_y$ sous forme d'intégrales. Soit $d\nu$ le nombre de porteurs dont la mobilité est comprise entre $\mu$ et $\mu+d\mu$ ; leur contribution à la conductivité totale s'écrit : $d\sigma = q\,\mu\,d\nu$. De 2.2, on déduit :

$$i_y = E_y\, q \int_\nu \frac{\mu\, d\nu}{1+\mu^2 B_z^2} - E_x B_z\, q \int_\nu \frac{\mu^2 d\nu}{1+\mu^2 B_z^2} - kT \frac{\partial}{\partial y} \int_\nu \frac{\mu\, d\nu}{1+\mu^2 B_z^2} \quad . \qquad (2.3)$$

Les sommes discrètes effectuées sur les divers types de porteurs de densité $\nu_j$ et de mobilité $\mu_j$ ont été remplacées par des intégrales où le type de porteurs de mobilité $\mu$ a une densité $d\nu$. Dans le dernier terme, nous avons pu sortir hors de l'intégrale le facteur dérivée puisque $\mu/(1+\mu^2 B_z^2)$ est indépendant de y (et ne dépend en fait que de l'énergie du porteur).

Remarquons que l'on peut écrire : $\int f.d\nu = \nu < f >$ , f étant une fonction quelconque. $\nu$ est alors la densité totale des porteurs de la classe considérée et $< f >$ exprime la valeur moyenne de f. D'où :

$$i_y = E_y\, q\nu < \frac{\mu}{1+\mu^2 B_z^2} > - E_x B_z\, q\nu < \frac{\mu^2}{1+\mu^2 B_z^2} > - kT \frac{\partial}{\partial y}\left[\nu < \frac{\mu}{1+\mu^2 B_z^2} >\right] \quad . \qquad (2.4)$$

On se place généralement dans le cas où $\mu^2 B_z^2$ est faible devant 1 de manière à ce que la trajectoire du porteur ne soit pas trop incurvée par le champ magnétique entre deux chocs avec le réseau. L'équation 2.4 s'écrit alors : $i_y = E_y\, q\nu < \mu > - E_x B_z\, q\nu < \mu^2 > - kT \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu < \mu >\right)$ .

$< \mu >$ est la mobilité globale, phénoménologique que l'on peut déduire de mesures expérimentales. En toute rigueur, la mobilité globale mesurée sur un même matériau peut dépendre de la densité totale des porteurs de la classe considérée (toutes choses égales par ailleurs, en particulier dans les mêmes conditions de dopage) ; ainsi par exemple, la mobilité globale des électrons d'un matériau semiconducteur en équilibre thermodynamique est différente de celle du même matériau soumis à un flux lumineux créant des électrons par photoconductivité : en effet, l'occupation des cases énergétiques *supérieures* de la bande de conduction est favorisée et leur contribution à l'intégrale $\int \mu\, d\nu$ , renforcée. En fait, la dépendance de la mobilité globale de la densité totale est négligeable dans la pratique et la valeur de $< \mu >$ est une caractéristique du matériau. C'est pourquoi on peut écrire : $\frac{\partial}{\partial y}(\nu < \mu >) = < \mu > \frac{\partial \nu}{\partial y}$ , puisqu'alors $< \mu >$ ne dépend pas de y (dont dépend éventuellement $\nu$).

Si les porteurs sont des électrons, on a coutume d'écrire : $< \mu > = - \mu_n$ ($\mu_n > 0$), et l'on dit que $\mu_n$ est la mobilité des électrons ; $< \mu^2 > / < \mu > = - \mu_{nH}$ , où $\mu_{nH}$ est le mobilité dite HALL des électrons.

La densité totale de courant $i_{ny}$ selon y, des électrons s'exprime alors par :
$i_{ny} = -n\, q_n\, \mu_n\, E_y - n\, q_n\, \mu_n\, \mu_{nH}\, E_x\, B_z + kT\, \mu_n \frac{\partial n}{\partial y}$ ; n est la densité totale d'électrons ; comme $q = q_n = -e$, on a :

$$i_{ny} = n\, e\, \mu_n\, E_y + n\, e\, \mu_n\, \mu_{nH}\, E_x\, B_z + e\, D_n \frac{\partial n}{\partial y} \quad , \quad \text{avec } D_n = \frac{kT}{e}\, \mu_n \, . \qquad (2.5)$$

Si les porteurs sont des trous : $< \mu > = \mu_p$ ($\mu_p > 0$), $\mu_p$ est la mobilité des trous,

$< \mu^2 > / < \mu > = \mu_{pH}$ , $\mu_{pH}$ mobilité HALL des trous,

et la densité totale de courant selon y des trous s'écrit :

$$i_{py} = p\, e\, \mu_p\, E_y - p\, e\, \mu_p\, \mu_{pH}\, E_x\, B_z - e\, D_p \frac{\partial p}{\partial y} \qquad (2.6)$$

p étant la densité totale des trous avec $q = q_p = e$.

b) EXPRESSION DU CHAMP ELECTRIQUE VOLUMIQUE TRANSVERSAL
TENSION VOLUMIQUE TRANSVERSALE DANS UN SEMICONDUCTEUR INTRINSEQUE

On peut maintenant calculer $E_y$ en exprimant que la densité totale de courant transversal est nulle, soit : $i_{ny} + i_{py} = 0$, d'où :

$$E_y = \frac{p\mu_p\mu_{pH} - n\mu_n\mu_{nH}}{p\mu_p + n\mu_n} E_x B_z + \frac{D_p \frac{\partial p}{\partial y} - D_n \frac{\partial n}{\partial y}}{p\mu_p + n\mu_n} . \qquad (2.7)$$

D'autre part, $n = n_0 + \delta n$ et $p = p_0 + \delta p$ ; $n_0$ et $p_0$ sont les densités d'électrons et de trous libres à l'équilibre thermodynamique, $\delta n$ et $\delta p$, les écarts simultanés de densités par rapport à l'équilibre. Nous supposerons que le taux d'occupation d'éventuels niveaux d'impuretés dans la bande interdite par les électrons, est inchangé sous l'effet du déséquilibre thermodynamique (nous examinerons plus tard l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur les niveaux d'impuretés).

Nous admettrons, de plus, que le milieu est homogène et électriquement neutre. Les deux hypothèses impliquent : $\delta n = \delta p$.

En fait, l'hypothèse de neutralité n'est pas rigoureuse. Elle impose que la divergence du champ électrique soit nulle, ce qui est faux généralement en présence de diffusion de porteurs (nous montrons par ailleurs [9] qu'en présence de gradients de densité de porteurs, la neutralité rigoureuse n'existe que pour une seule valeur du champ électrique, ne dépendant que des mobilités des électrons et des trous, de leurs durées de vie et indépendante du dopage du semiconducteur) ; on peut alors écrire : $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{e}{\varepsilon_0\, \varepsilon_r} (\delta p - \delta n)$ où $\varepsilon_0$ est la permittivité absolue du vide et $\varepsilon_r$ la permittivité relative du matériau. En réalité, les écarts à la neutralité sont très faibles, c'est-à-dire : $\delta p - \delta n \ll \delta p$ ou $\delta n$. Par exemple, dans le cas du Germanium d'un écart à la neutralité de 1 % avec $\delta p = 10^{12}$ cm$^{-3}$, il résulte : $\operatorname{div} \vec{E} \# 10^3$ V/cm$^2$, ce qui correspond à un gradient de champ électrique considérable. De tels champs électriques sont difficilement concevables dans un semiconducteur *homogène*, c'est pourquoi les écarts à la neutralité sont toujours très inférieurs à 1 %. Dans ces conditions : $\partial n/\partial y = \partial p/\partial y = \partial \delta n/\partial y = \partial \delta p/\partial y$ puisque $n_0$ et $p_0$ sont constants, le milieu étant homogène à l'équilibre.

De l'équation 2.7, on déduit alors l'expression de $E_y$ :

$$E_y = \frac{p\mu_p\mu_{pH} - n\mu_n\mu_{nH}}{p\mu_p + n\mu_n} E_x B_z + \frac{D_p - D_n}{p\mu_p + n\mu_n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} . \qquad (2.8)$$

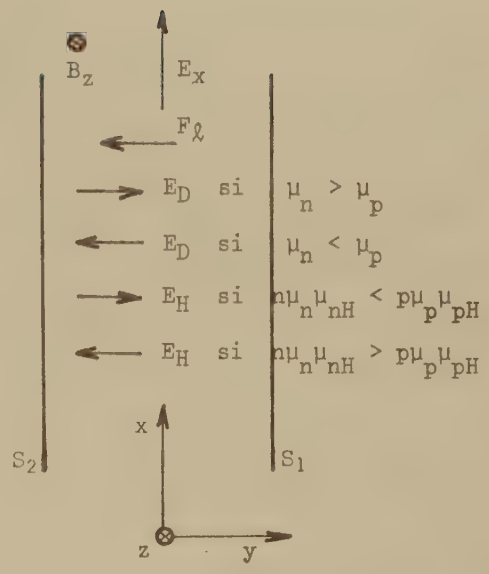
Nous constatons que le champ électrique transversal est la superposition de deux champs :

$$\star \qquad E_H = \frac{p\mu_p\mu_{pH} - n\mu_n\mu_{nH}}{p\mu_p + n\mu_n} E_x B_z \qquad (2.9)$$

qui est le champ HALL proprement dit.

On sait que la force de LORENTZ tend à dévier les électrons et les trous vers la même surface ; par exemple, si l'on se réfère à la figure 2,19, pour $E_x$ et $B_z$ positifs, les porteurs sont déviés vers la surface $S_2$ par la force de LORENTZ.

FIGURE 2,19 - Signes respectifs des champs HALL $E_H$ et DEMBER $E_D$ : $E_D = 0$ si $\mu_n = \mu_p$ et $E_H = 0$ si $n\mu_n\mu_{nH} = p\mu_p\mu_{pH}$. $F_\ell$ est la direction de la force de LORENTZ.




Si $p\mu_p\mu_{pH} > n\mu_n\mu_{nH}$, le champ HALL est positif ; il tend à favoriser le mouvement des électrons sous l'effet de la force de LORENTZ et à freiner les trous.

Si $p\mu_p\mu_{pH} < n\mu_n\mu_{nH}$, les conclusions sont inversées.

Autrement dit, pour un semiconducteur dopé, le champ HALL favorise le mouvement des minoritaires (alors $E_H \# \mu_{pH} B_z E_x$ pour un semiconducteur du type P et $E_H \# - \mu_{nH} B_z E_x$ pour un semiconducteur du type N).

Par contre, dans un semiconducteur intrinsèque, le champ HALL favorise le mouvement des porteurs les moins mobiles et freinent les plus mobiles. Ainsi, dans le cas du Germanium, ce sont les trous qui sont favorisés puisque $\mu_p \simeq 0{,}18\ m^2V^{-1}s^{-1}$ ; $\mu_n \simeq 0{,}38\ m^2V^{-1}s^{-1}$ et $\mu_{n_H^p} \simeq \frac{3\pi}{8}\mu_{n_p}$.

★
$$E_D = \frac{D_p - D_n}{p\mu_p + n\mu_n} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \qquad (2.10)$$

qu'on a coutume d'appeler le champ DEMBER transversal.

Il est dû à l'existence d'un gradient de densité de porteurs selon y et se manifeste lorsque les électrons et les trous sont dotés de mobilités $\mu_n$ et $\mu_p$ différentes. Dans notre cas ($E_x$ et $B_z$ positifs), les porteurs s'accumulent sur la surface $S_2$ et il se crée des flux de diffusion d'électrons et de trous vers les y positifs ; nous verrons en effet que, si les vitesses de recombinaison des surfaces $S_1$ et $S_2$ ne sont pas infinies, les densités d'électrons et de trous libres au niveau de la surface $S_2$ sont supérieures à celles au niveau de $S_1$. Dans ces conditions, $\frac{\partial p}{\partial y}$ est négatif et le champ DEMBER conserve le même signe, quel que soit le type de dopage du semiconducteur. Ainsi, dans le cas du Germanium, où $D_n$ est supérieur à $D_p$ ($\mu_n > \mu_p$), on constate que le champ DEMBER a le même sens que le champ HALL si le semiconducteur est du type P, a le sens inverse s'il est du type N. Dans un semiconducteur où $D_p$ est supérieur à $D_n$ ($\mu_p < \mu_n$), les conclusions sont inversées.

Par contre, dans tout matériau semiconducteur *intrinsèque*, le champ DEMBER est opposé au champ HALL. L'expression de $E_y$ se réduit alors à :

$$E_y = \frac{\mu_p \mu_{pH} - \mu_n \mu_{nH}}{\mu_p + \mu_n} \cdot E_x B_z + \frac{D_p - D_n}{\mu_p + \mu_n} \cdot \frac{\frac{\partial n}{\partial y}}{n} \qquad (2.11)$$

(puisque $n = p$ car $n_0 = p_0$).

Nous pouvons maintenant calculer l'expression de la tension transversale volumique $V_{1/2}$ dans un semiconducteur intrinsèque :

$$V_{1/2} = \int_{-b/2}^{b/2} - E_y dy = \frac{\mu_n \mu_{nH} - \mu_p \mu_{pH}}{\mu_n + \mu_p} . E_x . B_z . b + \frac{D_n - D_p}{\mu_n + \mu_p} . \text{Log} \left( \frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} \right) . \qquad (2.12)$$

$V_{1/2}$ apparaît comme la superposition de la tension HALL : $V_H = \frac{\mu_n \mu_{nH} - \mu_p \mu_{pH}}{\mu_n + \mu_p} . E_x B_z b$ (2.13)

et de la tension DEMBER : $V_D = \frac{D_n - D_p}{\mu_n + \mu_p} . \text{Log} \left( \frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} \right) . \qquad (2.14)$

REMARQUE
Notons que le champ DEMBER est identiquement nul si les électrons et les trous du semiconducteur ont des mobilités égales. En effet, les électrons et les trous en excès diffusant ensemble, il n'est pas besoin d'un champ électrique pour assurer la quasi-neutralité du milieu. Dans le cas contraire, si les électrons diffusent plus vite que les trous, par exemple, un champ électrique est nécessaire pour assurer simultanément aux électrons et aux trous en excès des mouvements résultants identiques. Il est aisé de comprendre l'origine physique de ce champ électrique en étudiant les phénomènes à l'échelle microscopique : les nuages d'électrons diffusant plus vite que celui des trous, l'ensemble des charges négatives a tendance à se séparer de celui des charges positives, ce qui crée un champ électrostatique s'opposant à cette séparation et contribuant à assurer la cohésion des deux ensembles de charges ; c'est le champ DEMBER.

Dans toute la suite, notre analyse portera sur du matériau intrinsèque qui a été exclusivement utilisé dans nos expériences puisque l'on sait qu'alors l'effet de magnétoconcentration est le plus efficace. En particulier, nous rappelons rapidement ci-après le calcul de la répartition de la densité des porteurs dans le cas intrinsèque. Signalons que le cas général a été étudié par CHOVET [6 pp.13 et suivantes].

c) REPARTITION DE LA DENSITE DES PORTEURS

Le calcul est fondé sur les hypothèses suivantes :

- le semiconducteur est quasi-intrinsèque à l'équilibre thermodynamique, l'échantillon n'étant soumis à aucun champ, soit $n_0 \# p_0 \# n_i$, $n_i$ étant la densité intrinsèque ;
- le milieu est électriquement neutre, même après application des champs $E_x$ et $B_z$ : $\delta n = \delta p$ soit $n = p$ (nous avons vu que cette condition est quasiment respectée dans la pratique) ;
- $\overrightarrow{\text{Rot}}\ \vec{B} = 0$ : c'est-à-dire que le champ magnétique engendré par le courant traversant le barreau est négligeable par rapport au champ appliqué $B_z$ et que le courant de déplacement est nul (pour de forts courants longitudinaux, $\overrightarrow{\text{Rot}}\ \vec{B}$ n'est plus négligeable, on assiste alors au phénomène d'automagnétoconcentration qui a été étudié dans le laboratoire par KAMARINOS et ZACHARIADES [10]) ;
- toutes les grandeurs physiques du système sont indépendantes de x et z et ne sont fonctions éventuellement que de y ;

. on supposera enfin que les taux de recombinaison en volume $\mathcal{R}_v$ et en surface $\mathcal{R}_s$ des électrons et des trous sont des fonctions linéaires de $\delta n$ (= $\delta p$).

$\mathcal{R}_v = \delta n/\tau$ : $\tau$, durée de vie commune des électrons et des trous, est pris en moyenne dans le volume et est indépendant de $\delta n$ ;

$\mathcal{R}_s = s.\delta n$ : s est la vitesse effective de recombinaison en surface.

Les équations de conservation de porteurs sont :

$$\operatorname{div} \vec{j}_n + \frac{\partial n}{\partial t} + \mathcal{R}_v = 0 \quad ; \quad \operatorname{div} \vec{j}_p + \frac{\partial p}{\partial t} + \mathcal{R}_v = 0 \tag{2.15}$$

$\vec{j}_n$ et $\vec{j}_p$ désignent respectivement les flux d'électrons et de trous ,

$\vec{j}_n = -\vec{i}_n/e$ et $\vec{j}_p = \vec{i}_p/e$, $\vec{i}_n$ et $\vec{i}_p$ étant les densités de courant d'électrons et de trous :

$\operatorname{div} \vec{j}_n = \frac{\partial j_{nx}}{\partial x} + \frac{\partial j_{ny}}{\partial y} + \frac{\partial j_{nz}}{\partial z} = \frac{\partial j_{ny}}{\partial y}$ puisque $\vec{j}_n$ ne dépend que de y ; de même, $\operatorname{div} \vec{j}_p = \frac{\partial j_{py}}{\partial y}$ .

Des équations 2.5, 2,6 et 2.15, on déduit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= D_n \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \mu_n \left( E_y \frac{\partial n}{\partial y} + n \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \mu_n \mu_{nH} E_x B_z \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\delta n}{\tau} \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \mu_p \left( E_y \frac{\partial p}{\partial y} + p \frac{\partial E_y}{\partial y} \right) + \mu_p \mu_{pH} E_x B_z \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\delta p}{\tau} \end{aligned} \tag{2.16}$$

Finalement, puisque $\delta n = \delta p$, on peut facilement éliminer le second terme des deuxièmes membres des équations 2.16 ; on obtient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{D}{\ell} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\delta n}{\tau} \quad , \qquad (n = p) \tag{2.17}$$

où $\frac{2}{D} = \frac{1}{D_n} + \frac{1}{D_p}$ (c'est-à-dire $D = \frac{kT}{e}\mu$, avec $\mu = \frac{2\mu_n\mu_p}{\mu_n+\mu_p}$ ), et $\frac{1}{\ell} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{kT} (\mu_{nH} + \mu_{pH}) E_x B_z$ .

Les conditions aux limites sur les surfaces $S_1$ et $S_2$ s'écrivent :

(d'après les équations 2.15 et 2.17)

$$\begin{aligned} j_{ny} = j_{py} &= -D \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{D}{\ell} . n \\ &= \mathcal{R}_{s_1} \qquad \text{pour } y = b/2 \\ &= -\mathcal{R}_{s_2} \qquad \text{pour } y = -b/2 \ , \end{aligned}$$

ou bien : $-\frac{\partial \delta n}{\partial y} - \frac{1}{\ell}(n_i + \delta n) = \pm \frac{\delta n}{L_{s_{1,2}}}$ où $L_{s_{1,2}} = D/s_{1,2}$ .

On déduit alors $\delta n(y)$ [1,2,3,4,6 p.18] :

$$\delta n(y) = -C_1 \exp\left(-\frac{\frac{b}{2} - y}{L_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{\frac{b}{2} + y}{L_2}\right) \tag{2.18}$$

avec :

$$\frac{1}{L_{1,2}} = \frac{1}{2}\left( \sqrt{\frac{1}{\ell^2} + \frac{4}{L^2}} \mp \frac{1}{\ell} \right) \qquad \text{où } L = \sqrt{D\tau} \tag{2.19}$$

$$C_{1,2} = \frac{n_i}{N\ell}\left[ \left( \frac{1}{L_{1,2}} + \frac{1}{L_{s_{1,2}}} \right) - \left( \frac{1}{L_{1,2}} - \frac{1}{L_{s_{1,2}}} \cdot \exp\left(-\frac{b}{L_{1,2}}\right) \right) \right] \tag{2.20}$$

$$N = \left(\frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_{s_1}}\right)\left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_{s_2}}\right) - \left(\frac{1}{L_2} - \frac{1}{L_{s_2}}\right)\left(\frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_{s_1}}\right) \exp\left[-b\left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}\right)\right] . \tag{2.21}$$

d) CONTRIBUTIONS DES TENSIONS HALL ET DEMBER

Connaissant la répartition transversale des porteurs et, en particulier, les densités $n(\frac{b}{2})$ et $n(-\frac{b}{2})$, nous pouvons maintenant calculer les contributions respectives des tensions HALL et DEMBER à la tension transversale volumique totale, en fonction des variables $E_x$ ($\propto V$) et $B_z$, et des paramètres du semiconducteur ($s_1$, $s_2$, $\tau$ ...).

Il est facile de voir que si $s_1$ et $s_2$ sont infinies (ce qui correspond pratiquement au cas où les deux surfaces $S_1$ et $S_2$ sont détériorées mécaniquement) : $\delta n(y) = 0$ pour tout y, soit : $n = p = n_i$ en tout point. Dans ces conditions, la tension transversale mesurée n'est autre que la tension HALL proprement dite et $V_{1/2}$ est une fonction linéaire de $E_x$, c'est-à-dire de la tension longitudinale V. On retrouve les propriétés de l'effet HALL dans un milieu illimité.

Dans tous les autres cas, $\delta n(y)$ n'est pas nul et l'on peut voir que, lorsque $E_x B_z$ est positif par exemple, $n(\frac{b}{2}) < n(-\frac{b}{2})$ ce qui montre que $V_D$ est opposé à $V_H$ (ce qui confirme ce que nous avions dit au paragraphe b), soit que $E_D$ est opposé à $E_H$ puisqu'alors $\partial n(y)/\partial y$ est négatif). Donc, la tension transversale mesurée doit être réduite en présence des gradients transversaux de porteurs (dans la mesure où $|V_D|$ n'excède pas $2|V_H|$).

Des calculs analogues ont été réalisés par LANDAUER et SWANSON [11], mais ils ont supposé que $\delta n$ était faible devant $n_i$. C'est effectivement le cas lorsque le produit $E_x B_z$ tend vers zéro. Nous nous placerons dans ce cas pour étudier le comportement de la pente à l'origine de la courbe $V_{1/2}(V)$. Dans ces conditions :

$$\text{Log}\frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} = \text{Log}\frac{n_i+\delta n(\frac{b}{2})}{n_i+\delta n(-\frac{b}{2})} \# \frac{\delta n(\frac{b}{2})-\delta n(-\frac{b}{2})}{n_i} \qquad \text{si } \delta n(\pm\tfrac{b}{2}) \ll n_i$$

$$\delta n(\tfrac{b}{2}) = -C_1 + C_2 \exp(-\tfrac{b}{L_2}) \qquad \delta n(-\tfrac{b}{2}) = -C_1 \exp(-\tfrac{b}{L_1}) + C_2$$

$L_1 \# L_2 \# L$ (puisque $E_x B_z \ll 1$). Donc : $\delta n(\frac{b}{2}) - \delta n(-\frac{b}{2}) \# \left(\exp(-\frac{b}{L}) - 1\right)(C_1+C_2)$. La relation 2.12 s'écrit alors :

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} E_x B_z b + \frac{E_x B_z}{2}\frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}(\mu_{nH}+\mu_{pH}) \frac{\left(\exp(-\frac{b}{L})-1\right)\left(\frac{2}{L}+\frac{1}{L_{s_1}}+\frac{1}{L_{s_2}}-\exp(-\frac{b}{L})(\frac{2}{L}-\frac{1}{L_{s_1}}-\frac{1}{L_{s_2}})\right)}{\left((\frac{1}{L}+\frac{1}{L_{s_1}})(\frac{1}{L}+\frac{1}{L_{s_2}})-(\frac{1}{L}-\frac{1}{L_{s_1}})(\frac{1}{L}-\frac{1}{L_{s_2}})\exp(-\frac{2b}{L})\right)} \tag{2.22}$$

soit, si $\mu_{n_H} = \frac{3\pi}{8}\mu_n$ : (2.23)

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} E_x B_z b \left[1 + \frac{\exp(-\frac{b}{L})-1}{2} \cdot \frac{\left(\frac{2}{L}+\frac{1}{L_{s_1}}+\frac{1}{L_{s_2}}-\exp(-\frac{b}{L})(\frac{2}{L}-\frac{1}{L_{s_1}}-\frac{1}{L_{s_2}})\right)}{b\left((\frac{1}{L}+\frac{1}{L_{s_1}})(\frac{1}{L}+\frac{1}{L_{s_2}})-(\frac{1}{L}-\frac{1}{L_{s_1}})(\frac{1}{L}-\frac{1}{L_{s_2}})\exp(-\frac{2b}{L})\right)}\right]$$

Examinons les cas particuliers suivants :

α) $s_1 = s_2 = 0$ :

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} \cdot E_x B_z b \left[1 - \frac{L}{b}\frac{1-\exp(-\frac{b}{L})}{1+\exp(-\frac{b}{L})}\right] \quad ; \tag{2.24}$$

β) $s_1 = 0$, $s_2 = \infty$ ou $s_1 = \infty$, $s_2 = 0$ :

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} \cdot E_x B_z b \left( 1 - \frac{L}{2b} \cdot \frac{1-\exp(-\frac{2b}{L})}{1+\exp(-\frac{2b}{L})} \right) \qquad (2.25)$$

γ) $s_1 = s_2 = \infty$ :

$$V_{1/2} = V_H = \frac{\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} \cdot E_x B_z b \quad .$$

Le premier cas est celui du barreau ayant ses deux surfaces décapées (approximativement), le deuxième, une surface décapée et l'autre détériorée, le troisième les deux surfaces détériorées. Dans ce dernier cas, la tension transversale représente la tension HALL proprement dite $V_H$.

Dans les situations α) et β), la tension transversale est de la forme (au voisinage de l'origine) :

$$V_{1/2} = V_H \left( 1 - \frac{1}{x} \frac{1-e^{-x}}{1+e^{-x}} \right) = V_H\left(1 - \frac{1}{x} \operatorname{th} \frac{x}{2}\right) \qquad (2.26)$$

avec : dans le cas α) : $x = x_\alpha = b/L_\alpha$ $(L = L_\alpha)$ ; dans le cas β) : $x = x_\beta = 2b/L_\beta$ $(L = L_\beta)$ ; $L_\alpha$ et $L_\beta$ étant les longueurs de diffusion effectives. Remarquons que $x_\beta > x_\alpha$, en raison du facteur 2 d'une part, et d'autre part du fait que $L_\beta < L_\alpha$ ; en effet, la durée de vie effective des porteurs est plus longue lorsque les deux surfaces sont décapées, que lorsque l'une est détériorée et l'autre décapée [2 et 6 p.104].

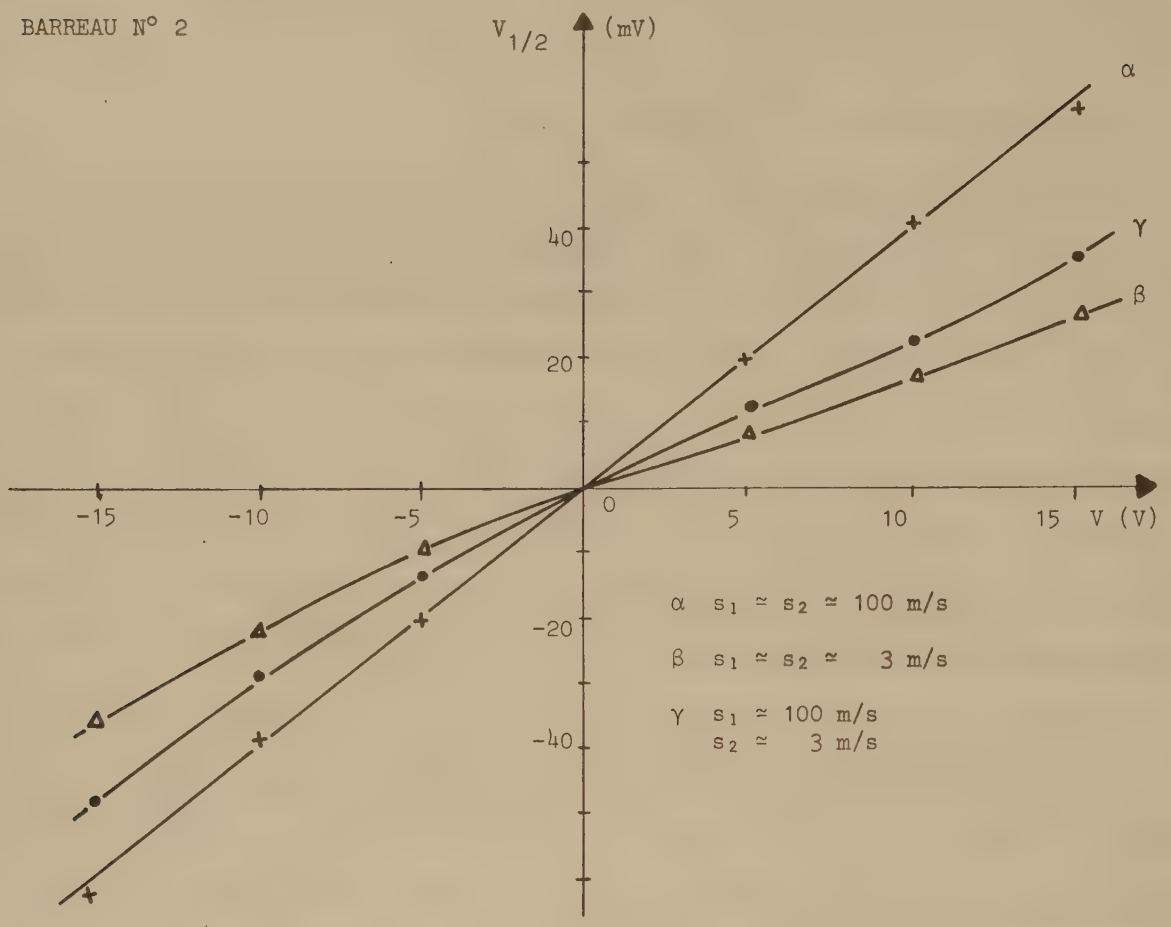
Il est facile de voir que la fonction $\frac{1}{x} \operatorname{th} \frac{x}{2}$ est monotone, décroissante et comprise entre 0 $(x \to +\infty)$ et $\frac{1}{2}$ $(x \to 0)$ pour $x > 0$. On en déduit que $|V_{1/2}| \geq |V_{H/2}|$ ; de plus, puisque $x_\beta > x_\alpha$, $V_{1/2\beta}$ doit être supérieure à $V_{1/2\alpha}$ ; c'est-à-dire que *pour tout matériau semiconducteur intrinsèque, la pente à l'origine des courbes* $V_{1/2}(V)$ *ne peut pas être réduite de plus de 50 %* en présence du champ DEMBER par rapport à l'effet HALL propre, cette réduction étant d'autant plus faible que la recombinaison aux surfaces est importante [12]. Ce comportement est très bien suivi par les courbes obtenues du barreau n° 2 (figures 2,11 - 2,12 - 2,13). Nous avons représenté figure 2,20, pour cet échantillon, les courbes $V_{1/2}(V)$ pour B = 0,5 T correspondant aux trois cas α), β) et γ) (figure 2,20, page 30).

Par contre, *en aucun cas*, la tension DEMBER n'est en mesure d'inverser le signe de la pente à l'origine. Le calcul précédent peut donc expliquer le comportement qualitatif des courbes du barreau n° 2, mais il est en complet désaccord avec celles du barreau n° 1 (figure 2,10). Nous verrons plus tard que l'inversion du signe de la tension transversale observée sur l'échantillon n° 1 est due à ce que nous avons appelé la contribution en surface.

REMARQUES

1. Nous avons pu déduire des mesures d'effet HALL (lorsque les deux surfaces sont détériorées mécaniquement) la valeur de $\mu_n - \mu_p$ qui est de 0,15 $m^2V^{-1}s^{-1}$ (en admettant que le matériau utilisé est rigoureusement intrinsèque). Ce résultat s'accorde de façon satisfaisante avec les valeurs généralement adoptées pour les mobilités des électrons et des trous dans le Germanium ($\mu_n \simeq 0{,}38$ $m^2V^{-1}s^{-1}$ et $\mu_p \simeq 0{,}18$ $m^2V^{-1}s^{-1}$).
2. La mesure de la tension HALL proprement dite nous a permis de mettre en évidence les effets quadratiques dus au champ magnétique $B_z$. En effet, pour les fortes valeurs de $B_z$, il y a lieu de ne plus négliger les termes en $\mu^2 B_z^2$ (cf. équation 2.4). On peut alors calculer simplement $V_H$ en admettant qu'il n'y a pas de *dispersion* des mobilités des électrons et des trous, fonction de leur énergie. Des équations 2.5 et 2.6, on tire (abstraction faite des termes de diffusion) :

FIGURE 2,20 - Tension transversale relevée sur la barreau n° 2 pour $B_z$ = 0,5 T et dans les trois cas α), β), γ).




$$i_{ny} = \frac{ne\mu_n}{1+\mu_n^2B_z^2} E_y + \frac{ne\mu_n^2}{1+\mu_n^2B_z^2} E_xB_z \quad \text{(car alors : } \mu_{nH} = \mu_n\text{)} \qquad i_{py} = \frac{pe\mu_p}{1+\mu_p^2B_z^2} E_y - \frac{pe\mu_p^2}{1+\mu_p^2B_z^2} E_xB_z$$

D'où $V_{1/2} = V_H = \frac{\mu_n-\mu_p}{1+\mu_n\mu_pB_z^2} \cdot E_x \cdot B_z \cdot b$ $(n = p)$. La tension HALL n'est pas proportionnelle à $B_z$.

On est en présence d'un phénomène de *magnétorésistance* qui se traduit par un effet de *saturation*. Ce phénomène apparaît nettement si l'on trace la courbe $V_H(B_z)$ déduite des courbes expérimentales de la figure 2,13 pour V = 10 V et V = 15 V par exemple (voir figure 2,21, p.31).

3. Contrairement aux affirmations de HUNTER et al. [13], il est illusoire d'utiliser l'effet DEMBER pour mesurer la durée de vie effective des porteurs τ par le biais de la mesure de la pente à l'origine m des courbes $V_{1/2}(V)$, ainsi que le montre le calcul suivant :

On a vu que m était de la forme : $m = m_0(1 - \frac{1}{x} \text{th} \frac{x}{2})$, $m_0$ étant la pente à l'origine lorsque les deux surfaces sont détériorées (effet HALL seul).

La mesure de $(m-m_0)/m_0$ nous permet de déduire $f(x) = (1/x)\text{th}(x/2)$, puis x et enfin τ. Evaluons le rapport :

$$\left| d\tau/\tau \Big/ df(x)/f(x) \right| = \left| 2dx/x \Big/ df(x)/f(x) \right| = \frac{1}{(x/\text{sh } x) - 1} .$$

Il est facile de voir que, τ n'excédant pas 300 µs dans la pratique [2, 6 p.104], x est toujours inférieur à 1 à température ambiante. Dans ces conditions :

$$\left| d\tau/\tau \Big/ df(x)/f(x) \right| > 10.$$

Ainsi, une incertitude relative , même minime, sur la mesure de $(m-m_0)/m_0$, peut entraîner une erreur considérable sur τ. On ne peut donc tirer des résultats *numériques* "dignes de confiance" des courbes obtenues qui ne peuvent que confirmer qualitativement les calculs théoriques comme nous allons encore le voir dans le paragraphe suivant.

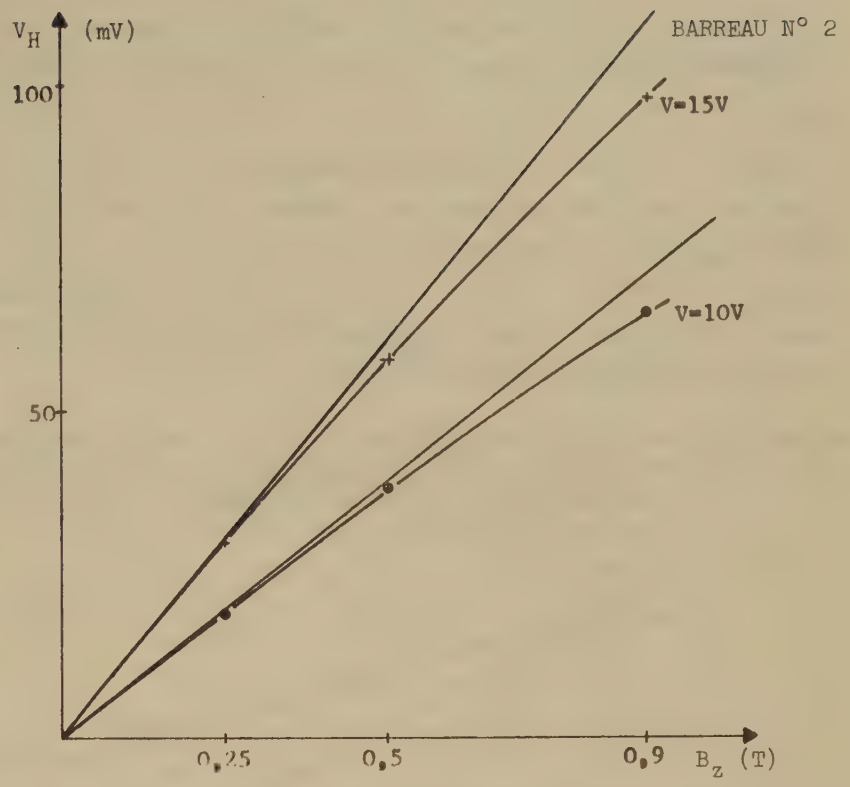



FIGURE 2,21 - Tension HALL fonction du champ magnétique $B_Z$ relevée sur le barreau n° 2 ayant ses deux surfaces détériorées, pour V = 15 V et V = 10 V. On observe une *saturation* très nette pour $B_Z$ = 0,9 T.

4. L'effet DEMBER atteint une importance d'autant plus grande *relativement* à l'effet HALL que l'épaisseur du barreau est plus faible ; en effet, la fonction $(1/x)\text{th}(x/2)$ se rapproche alors d'autant plus de 1/2. Néanmoins, la tension DEMBER, comme la tension HALL, décroît si l'épaisseur du barreau diminue, ce qui signifie que :
$\left| \text{Log} \frac{n(b/2)}{n(-b/2)} \right|$ décroît, c'est-à-dire que l'effet de magnétoconcentration est réduit.

e) SIMULATION DE L'EFFET DEMBER A L'ORDINATEUR
CONFRONTATION AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons fait tracer, dans un certain nombre de cas, par ordinateur, la courbe de la tension DEMBER $V_D$ en fonction de V (pour un barreau de 1 mm d'épaisseur et de 20 mm de longueur) :

$$V_D = \left( \frac{D_n - D_p}{\mu_n + \mu_p} \right) \cdot \text{Log} \frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} \quad .$$

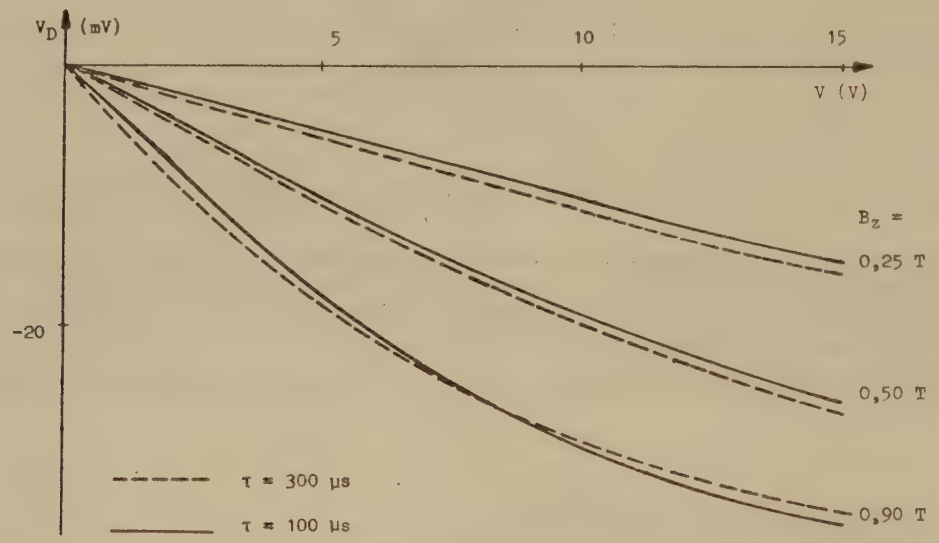
Nous avons immédiatement constaté que $V_D$ est une *fonction impaire de* V quelles que soient les vitesses de recombinaisons aux deux surfaces. Ce résultat n'était pas prévisible, logiquement, puisque l'on sait que, pour deux valeurs opposées de V, le champ magnétique étant inchangé, les surfaces sont placées dans des conditions différentes. C'est, en particulier, le cas lorsque une surface est détériorée et l'autre décapée : pour deux valeurs opposées de V, cette dernière se trouve soit appauvrie en porteurs libres soit enrichie, la densité de porteurs sous l'autre surface restant inchangée et égale à $n_i$. Les effets transversaux volumiques sont donc symétriques, contrairement aux effets longitudinaux (courant longitudinal en particulier : voir figure 2,18).

Nous avons tracé les courbes $V_D(V)$ (de $S_1$ par rapport à $S_2$) pour V > 0 (variant de 0 à 15V; $V_D$ est donc négatif; $B_Z > 0$). Nous nous sommes placés dans les situations suivantes, pour les trois valeurs de $B_Z$ (0,9 T; 0,5 T; 0,25 T) : - $s_1 = s_2 = 3$ m/s pour $\tau$ = 300 µs et $\tau$ = 100 µs ;
- $s_1$=100m/s; $s_2$=3m/s pour $\tau$ = 30 µs et $\tau$ = 10 µs .

L'association des valeurs de $\tau$, durée de vie effective des porteurs, à celles des vitesses de recombinaison en surface $s_1$ et $s_2$, a été faite en fonction des situations communément rencontrées [2, 6 p.104], et en particulier de nos conditions expérimentales.

Nous avons tracé, à titre de comparaisons, les courbes expérimentales de tension DEMBER, le barreau ayant ses deux surfaces décapées d'une part (alors $s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s), la surface $S_1$ détériorée, l'autre décapée d'autre part ($s_1 \simeq 100$ m/s ; $s_2 \simeq 3$ m/s), pour les mêmes valeurs de $B_z$ , V variant de - 15 V à + 15 V. La tension DEMBER expérimentale a été déduite en soustrayant à la tension transversale mesurée $V_{1/2}$, la tension HALL proprement dite $V_H$ mesurée lorsque les deux surfaces sont détériorées.

FIGURE 2,22 - Courbes théoriques de la tension DEMBER relatives à un barreau de Germanium intrinsèque de 2 cm de longueur et de 1 mm d'épaisseur. Les vitesses de recombison en surface $s_1$ et $s_2$ sont égales à 3 m/s (cas de deux surfaces décapées). Les courbes sont tracées pour deux valeurs de $\tau$.



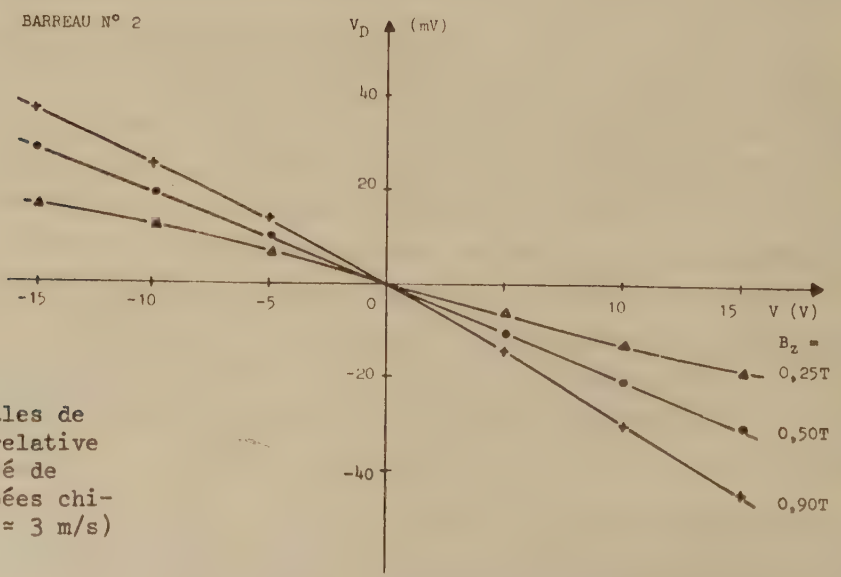
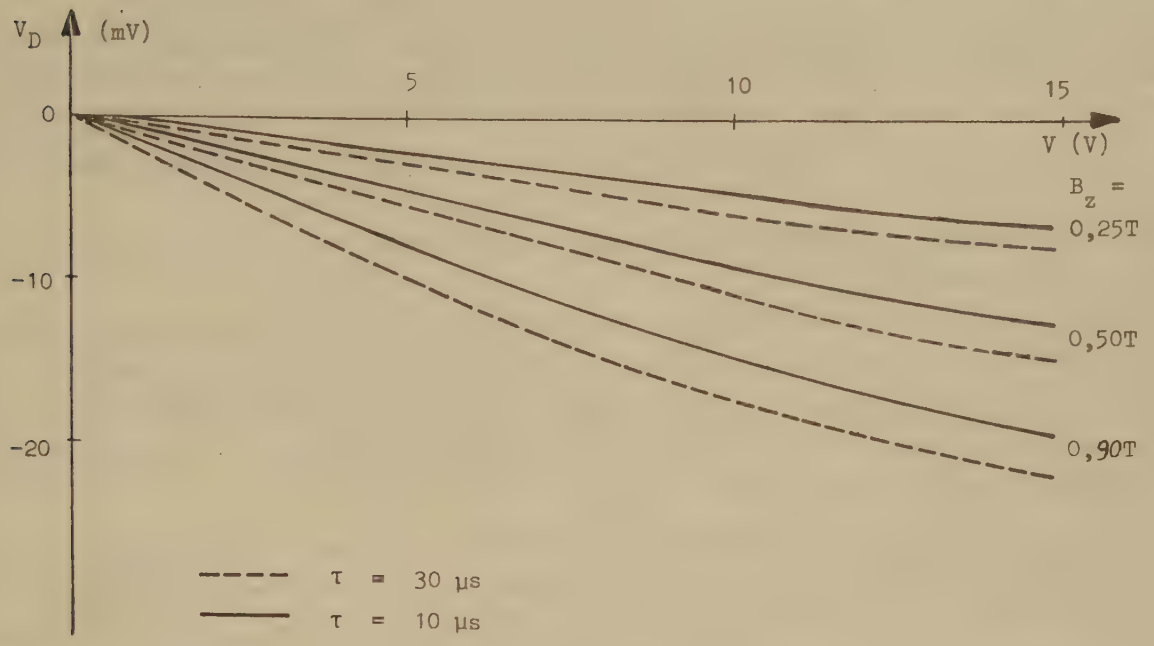




FIGURE 2,23 - Courbes expérimentales de la tension DEMBER relative au barreau n° 2 doté de deux surfaces décapées chimiquement ($s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s)

FIGURE 2,24 - Courbes théoriques de la tension DEMBER relatives à un barreau de Germanium intrinsèque de 2 cm de longueur et de 1 mm d'épaisseur. La vitesse de recombinaison de la surface $S_1$ vaut 100 m/s (cas d'une surface détériorée); celle de la surface $S_2$, 3 m/s (surface décapée). Les courbes sont tracées pour deux valeurs de $\tau$.



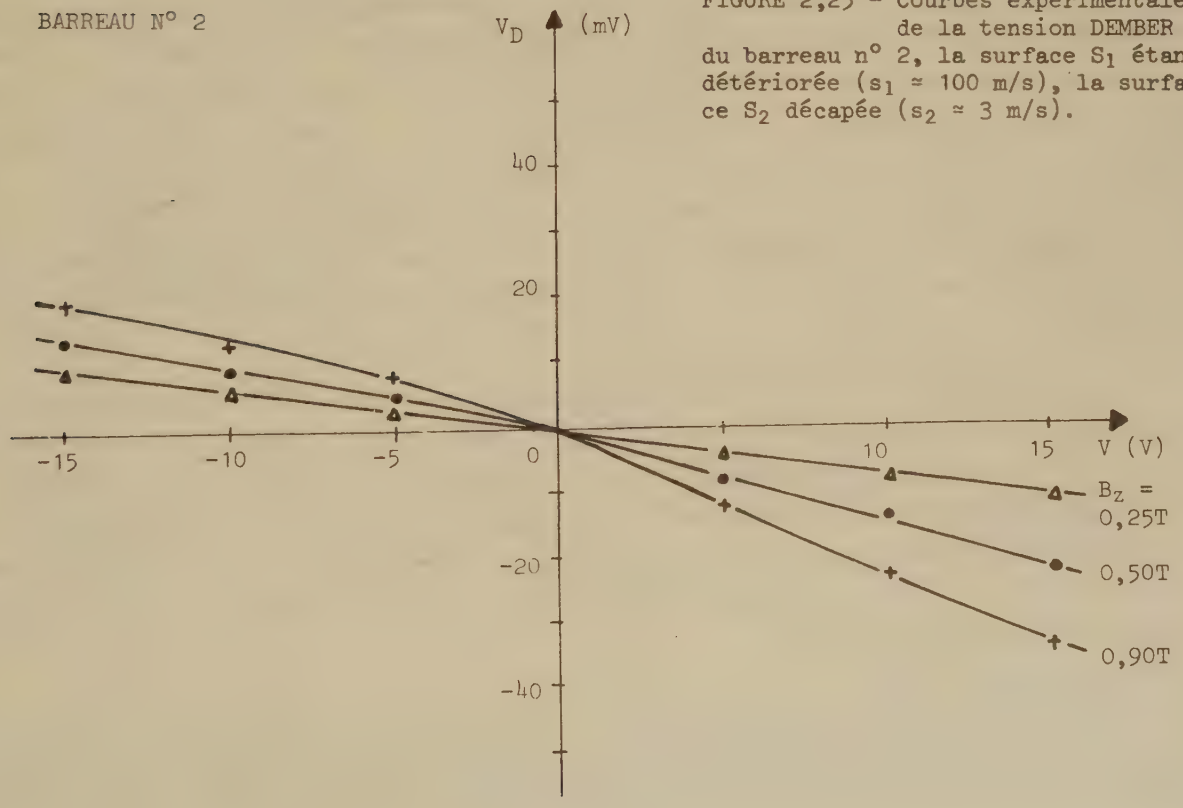




FIGURE 2,25 - Courbes expérimentales de la tension DEMBER du barreau n° 2, la surface $S_1$ étant détériorée ($s_1 \simeq 100$ m/s), la surface $S_2$ décapée ($s_2 \simeq 3$ m/s).

Un certain nombre de remarques s'imposent :

. Les courbes présentent un effet de saturation pour les fortes valeurs du produit $VB_z$. Ce résultat est en accord avec ceux de MADELUNG [1] qui montrent que l'effet de magnétoconcentration se sature de même pour les fortes valeurs de $VB_z$.

. Les courbes théoriques montrent que la tension DEMBER est d'autant plus forte que la durée de vie des porteurs est plus grande, du moins au voisinage de V = 0. Pour les fortes valeurs du produit $VB_z$, ce résultat peut s'inverser, en particulier lorsque $s_1 = s_2 = 3$ m/s ; cela traduit un *effet de saturation* plus prononcé de la tension DEMBER pour les plus longues durées de vie.

. Les valeurs théoriques et expérimentales de la tension DEMBER sont en très bon accord (aux incertitudes de mesure près).

. Les courbes expérimentales de la tension DEMBER, les deux surfaces étant décapées, sont pratiquement symétriques (figure 2,23) ; par contre, les courbes expérimentales obtenues, lorsque la surface $S_1$ est détériorée et l'autre décapée, présentent une nette dissymétrie par rapport à l'origine, ce qui est en désaccord avec les conclusions théoriques. En particulier, $V_D$ est plus importante pour V > 0 que pour V < 0.

En fait, ce n'est là qu'une contradiction apparente : en effet, le calcul théorique a été effectué sans tenir compte du comportement de la durée de vie effective des porteurs $\tau$ en fonction du produit $E_xB_z$. Comme l'ont montré CHOVET et KAMARINOS [2], $\tau$ ne reste pas constant. Ils ont tracé les courbes $\tau(E_xB_z)$ dans les deux situations précitées et ont obtenu les résultats suivants (figure 2,26) : lorsque les deux surfaces sont décapées, $\tau$ évolue entre 100 et 300 µs, c'est une fonction *paire* du produit $E_xB_z$ (courbe pratiquement symétrique par rapport à l'axe des $\tau$), ce qui explique la symétrie de $V_D$ par rapport à l'origine dans ces conditions (figure 2,23). Par contre, lorsque $S_1$ est détériorée et $S_2$ décapée, la courbe $\tau(E_xB_z)$ n'est plus symétrique par rapport à l'axe des $\tau$. $\tau$ évolue entre 15 et 30 µs et prend des valeurs plus grandes pour $E_xB_z > 0$ (c'est-à-dire V > 0 si $B_z > 0$) : en effet, c'est la surface $S_2$, la moins recombinante, qui est favorisée puisque c'est vers elle que sont envoyés les électrons et les trous. Mais si la durée de vie est plus grande pour V > 0, il doit en être de même de la tension DEMBER d'après la première remarque formulée, ce qui est confirmé par les résultats expérimentaux obtenus (figure 2,25).

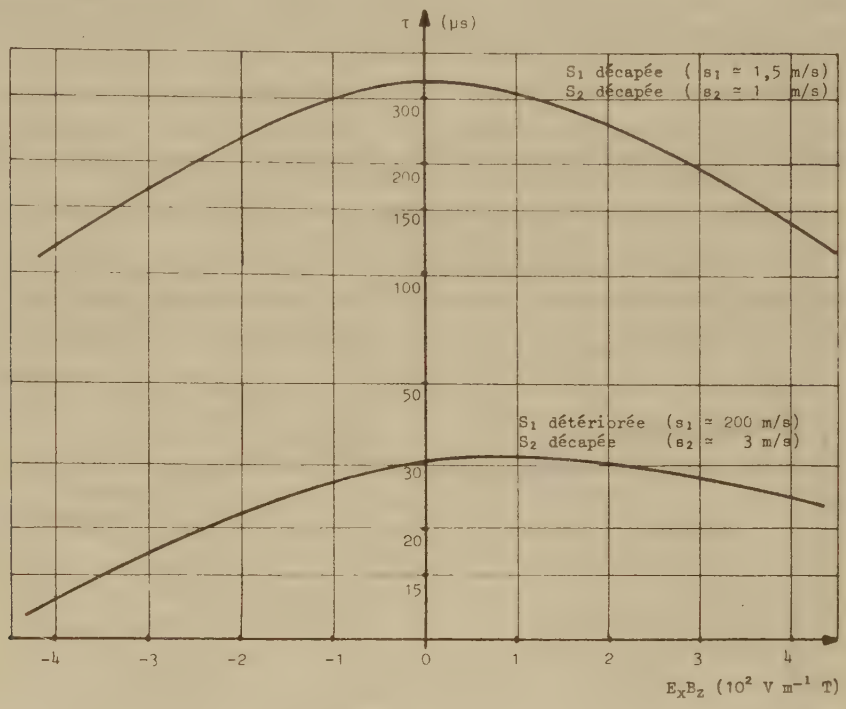
Nous avons en outre tracé les courbes théoriques de la tension DEMBER lorsque $s_1 = s_2 = 0$ et $\tau = 300$ µs, pour les trois valeurs de $B_z$ (0,9 T; 0,5 T; 0,25 T) (figure 2,27). En comparant ces courbes à celles de la figure 2,22, on constate que $V_D$ est très sensible aux variations de $s_1$ et $s_2$ dans le domaine des faibles vitesses de recombinaison. En effet, la tension DEMBER est déjà considérablement réduite pour $s_1 = s_2 = 3$ m/s, par rapport à celle qui existe en présence de surfaces douées de vitesses de recombinaisons nulles. L'effet DEMBER est donc très sensible au traitement des surfaces.

*REMARQUE IMPORTANTE*

Il est à noter que la tension DEMBER ne peut être correctement mesurée que si les contacts ne favorisent pas la recombinaison des porteurs. En particulier, il est impossible de détecter l'effet DEMBER avec des contacts *ohmiques* [14,15] caractérisés par une vitesse de recombinaison infinie : dans ces conditions, il est clair que l'intégrale du champ DEMBER entre les deux contacts donne un résultat nul (on a alors $n(b/2) = n(-b/2) = n_i$). Pour notre part, nous utilisons des

contacts à caractère non ohmique (nous préciserons cette notion par la suite) et qui surtout ne modifient pas les propriétés de la surface (en particulier les vitesses de recombinaison). Cette affirmation sera d'ailleurs confirmée par l'analyse et l'interprétation théorique que nous allons faire au paragraphe suivant des résultats expérimentaux obtenus sur le barreau n° 1.

FIGURE 2,26 - Variations de la durée de vie effective des porteurs pour un même barreau de Germanium intrinsèque (épaisseur b ≃ 1 mm). La courbe $\tau(E_xB_z)$ est à peu près symétrique lorsque les vitesses de recombinaison en surface sont voisines ; elle est au contraire nettement dissymétrique lorsque les vitesses sont très différentes (d'après CHOVET et KAMARINOS [2 et 6 p.104]).



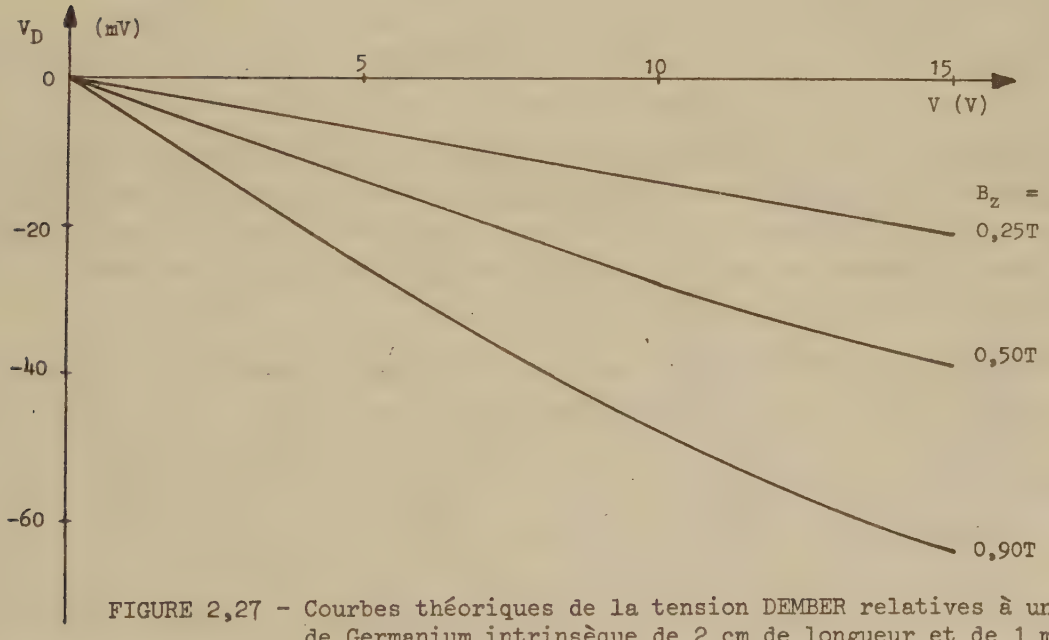




FIGURE 2,27 - Courbes théoriques de la tension DEMBER relatives à un barreau de Germanium intrinsèque de 2 cm de longueur et de 1 mm d'épaisseur, dont les vitesses de recombinaison en surface sont nulles ($s_1 = s_2 = 0$).

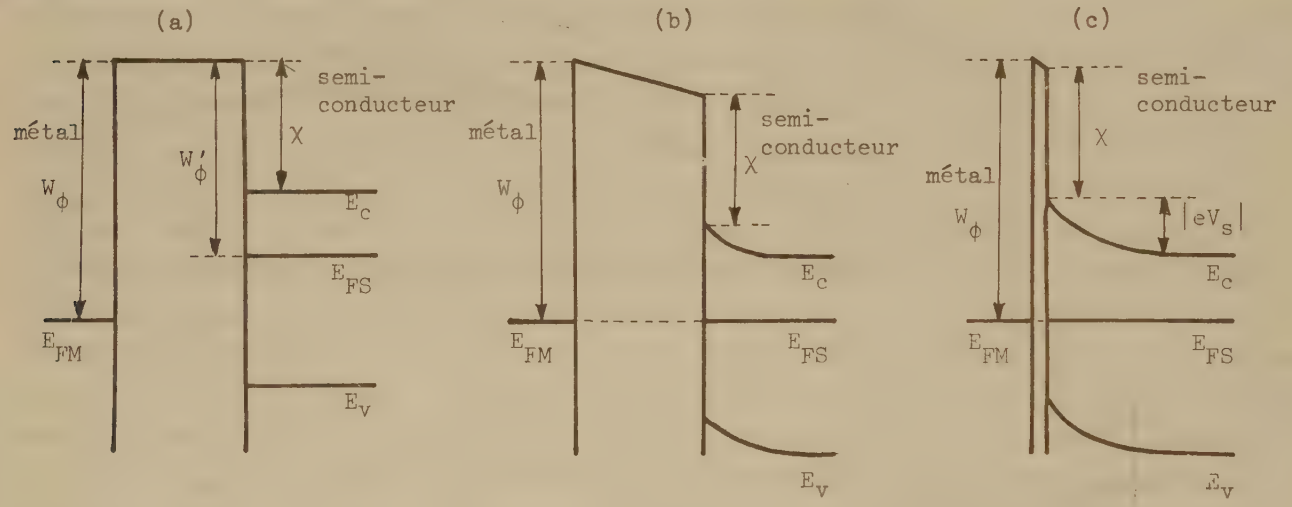
## 2.3.2. CONTRIBUTION EN SURFACE : EFFET MAGNETOVOLTAÏQUE DE SURFACE (E.M.S.) [8]

### a) PRELIMINAIRES : ETATS DE SURFACE

On sait que la présence d'une barrière de potentiel entre un métal et un semiconducteur est à l'origine des propriétés de redressement du courant électrique du contact métal-semiconducteur, analogues à celles d'une diode classique PN.

SCHOTTKY avait expliqué la présence de cette barrière par la différence des potentiels d'extraction des deux matériaux. La situation peut être résumée à l'aide des diagrammes ci-dessous [16 p.132] :

FIGURE 2,28 - Diagramme d'énergie d'un électron dans un métal et un semiconducteur dépourvu d'états de surface. Les deux milieux sont :
a) isolés l'un de l'autre,
b) en équilibre thermodynamique,
c) en contact intime.
$W_\phi$ et $W'_\phi$ sont respectivement les potentiels de sortie du métal et du semiconducteur; $\chi$ l'affinité électronique et $V_S$ le potentiel de contact; $E_{FM}$ et $E_{FS}$ sont respectivement les niveaux de FERMI du métal et du semiconducteur.




Si l'on rapproche l'un de l'autre les deux matériaux, un flux de charge s'instaure entre les deux milieux jusqu'à ce que les niveaux de FERMI soient alignés, ce qui correspond à l'équilibre. Le champ électrostatique créé par la charge d'espace accumulée est alors juste suffisant pour stopper tout autre transfert de charge : il est à l'origine d'une différence de potentiel interne appelée potentiel de contact [16 p.133].

Si la séparation entre métal et semiconducteur est grande (figure 2,28.b), la capacité métal-semiconducteur est faible, il en est donc de même de la charge d'espace induite dans le semiconducteur ; la courbure des bandes dans le semiconducteur est donc faible (nous établirons plus loin une relation mathématique entre la courbure des bandes et la charge d'espace dans le semiconducteur) et l'essentiel de la chute de potentiel interne réside dans le vide. Si cette séparation décroît, la courbure des bandes s'accroît jusqu'à ce que, lorsque les surfaces sont à une distance interatomique, pratiquement toute la chute de potentiel de contact $V_S$ réside dans le semiconducteur ; $V_S$ est donné par : $eV_S = W_\phi - W'_\phi$. On en déduit que la barrière de potentiel $V_S$ dépend du potentiel d'extraction du métal.

En fait, l'expérience montre que les propriétés du contact métal-semiconducteur sont généralement indépendantes de la nature du métal. BARDEEN [17] montra que ce comportement est dû à l'existence d'états de surface, niveaux d'énergie dans la bande interdite, à la surface du semiconducteur. Le concept d'états de surface fut introduit par TAMM [16 p.165] qui montra que des états localisés peuvent apparaître à la surface en raison de la discontinuité de la structure périodique du réseau soit de l'énergie potentielle de l'électron. Nous préciserons plus loin les divers types d'états de surface.

En l'absence d'états de surface, les bandes d'énergie à la surface du semiconducteur sont rectilignes, en l'absence de champ extérieur (figure 2,28.a). Si l'on introduit des états de surface du type accepteur en dessous du niveau de FERMI, ils ne seront pas en équilibre avec les porteurs tant qu'ils resteront inoccupés. Cette situation est illustrée figure 2,29.a où les états de surface ont été introduits au niveau $E_t$. Etant vides et en dessous du niveau de FERMI, ils vont capturer des électrons. Dans ces conditions, la surface devient chargée négativement tandis qu'il se crée sous elle une zone de charge d'espace positive. Les bandes d'énergie se courbent alors vers le haut. Le transfert de charges continue jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint, le mouvement des niveaux localisés étant solidaire de celui des bords de bande (figure 2,29.b). L'introduction de niveaux donneurs au-dessus du niveau de FERMI donne des résultats analogues (courbure des bandes vers le bas). Par contre, l'introduction de niveaux accepteurs au-dessus du niveau de FERMI et donneurs en-dessous n'a évidemment aucune influence sur la forme des bandes d'énergie.

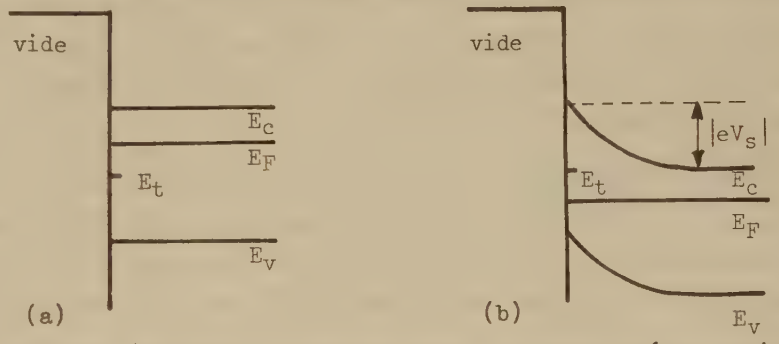
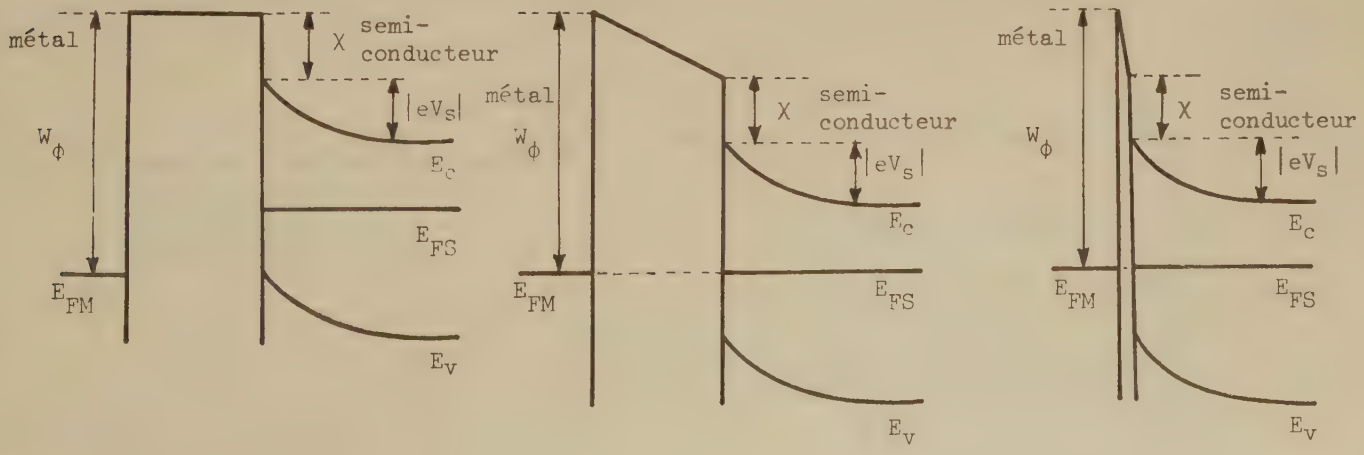



FIGURE 2,29 - Courbure de la structure des bandes en surface, consécutive à l'introduction d'états de surface du type accepteur.

Examinons maintenant le rôle joué par ces états de surface dans le contact métal-semiconducteur. La situation est résumée par les diagrammes ci-dessous :

FIGURE 2,30 - Effet des états de surface (du type accepteur) sur le contact métal-semiconducteur
a) Avant tout contact électrique b) Equilibre atteint c) En contact intime



Quant l'équilibre est établi et que les deux niveaux de FERMI coïncident, la courbure des bandes dans le semiconducteur ne subit pratiquement aucune modification, en particulier si la densité des états de surface est importante. La faible courbure additionnelle est suffisante pour assurer le transfert du nombre nécessaire d'électrons entre les états de surface et le métal. Ainsi, la barrière de potentiel à la surface du semiconducteur reste inchangée et presque toute la chute de potentiel de contact réside dans le vide (figures 2,30.b et 2,30.c). Donc, $V_s$ demeure pratiquement indépendant de la nature du métal. C'est effectivement en général le cas du Germanium [16 p.134]. Dans certaines situations pourtant, les propriétés du contact métal-semiconducteur dépendent simultanément du potentiel d'extraction du métal et des caractéristiques de la surface du semiconducteur, en particulier dans le cas des contacts entre Silicium clivé du type N et des métaux de faible travail de sortie tels que le Calcium, le Sodium, le Magnésium [18].

Nous allons maintenant examiner l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur la barrière de potentiel $V_s$ et en tirer les conclusions utiles quant à la mesure de la tension transversale $V_{1/2}$.

### b) CALCUL DE LA VARIATION $\delta V_s$ DE LA BARRIERE DE POTENTIEL EN SURFACE SOUS L'EFFET D'UN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

Nous ferons le calcul dans le cas où les états de surface du type accepteur sont prépondérants. C'est effectivement en général le cas du Germanium [16 p.381]. Pour le vérifier, nous avons tracé les caractéristiques $I_c(V_c)$ des deux contacts du barreau n° 1 par exemple ; nous avons obtenu les courbes de la figure 2,31 (page 39).

$V_c$ désigne la différence de potentiel du métal par rapport au semiconducteur. Les courbes montrent que l'on abaisse la barrière en surface en polarisant positivement le métal par rapport au semiconducteur (sens direct). On peut donc conclure que les états de surface sont du type accepteur (nous reviendrons sur la caractéristique du contact métal-semiconducteur dans le chapitre 3).

Nous dirons que, dans ces conditions, la surface est du type P.

De plus, nous nous restreindrons au cas où le volume du semiconducteur est intrinsèque.

A l'équilibre thermodynamique, la structure des bandes en surface est la suivante (figure 2,32).

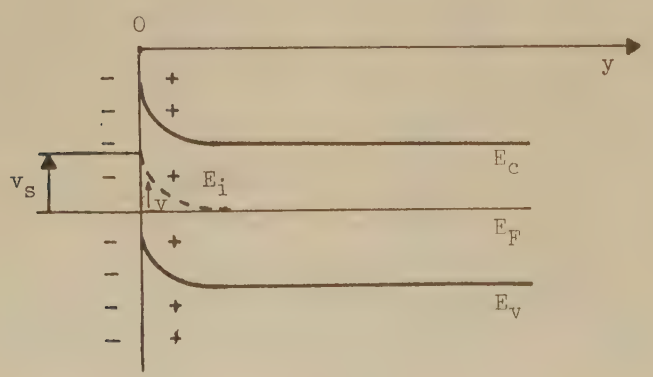



FIGURE 2,32 - Structure des bandes en surface à l'équilibre thermodynamique.

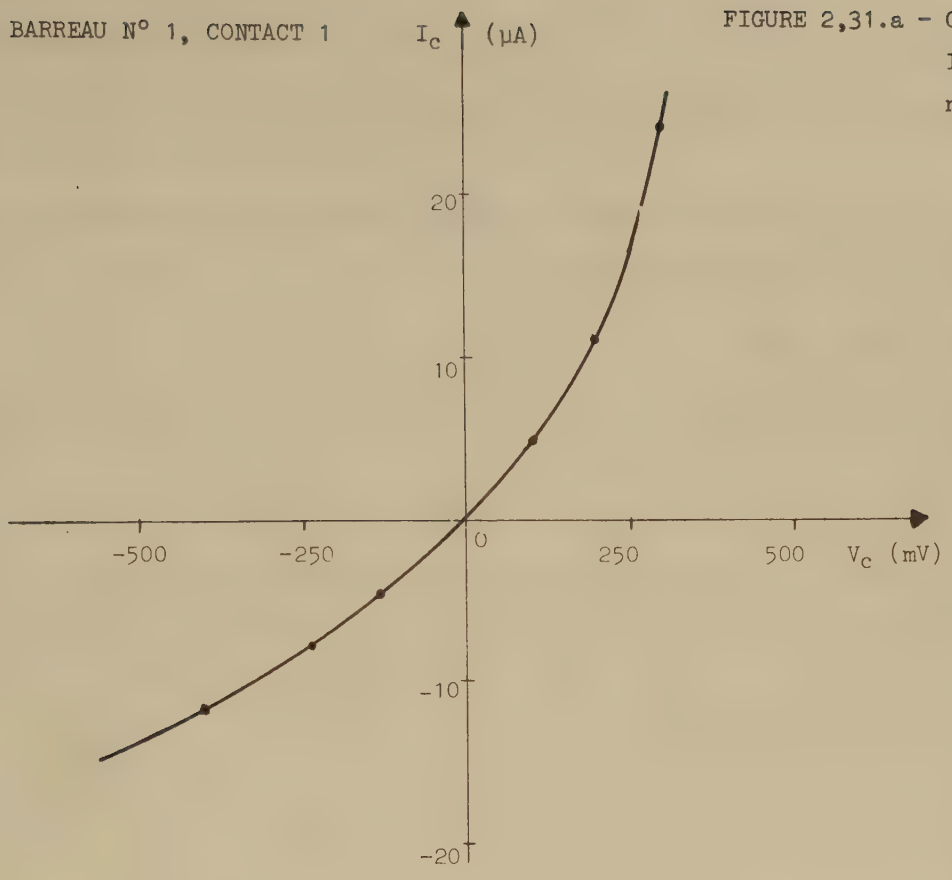



FIGURE 2,31.a - Caractéristiques $I_c(V_c)$ du contact n° 1.

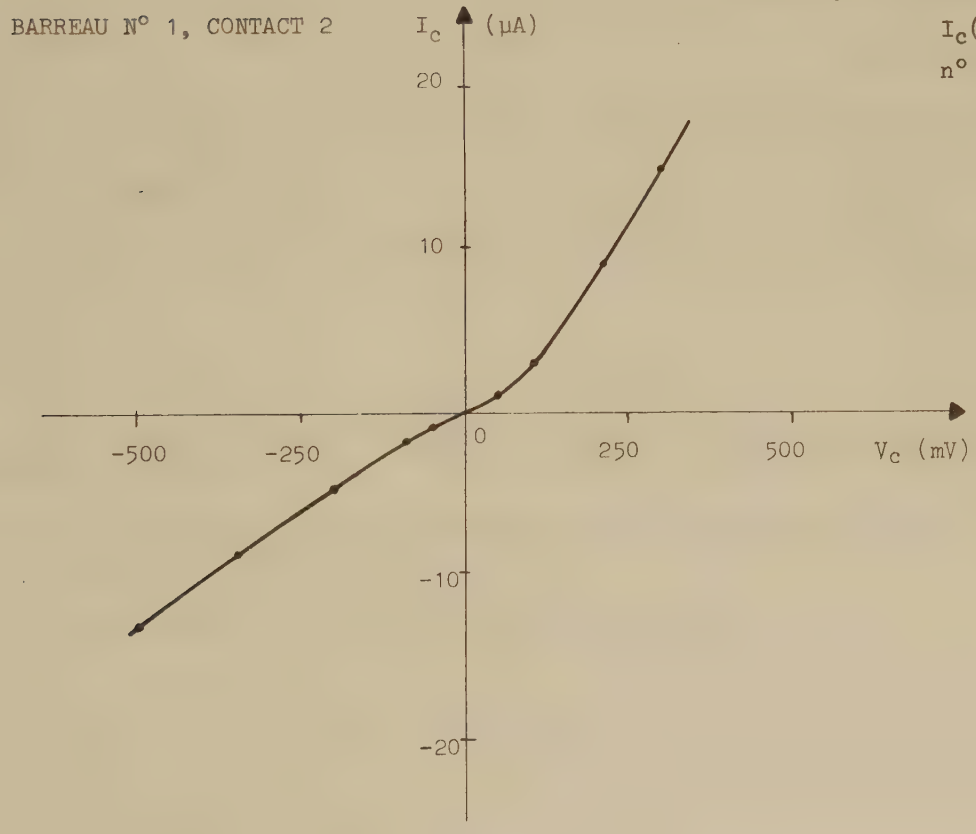



FIGURE 2,31.b - Caractéristiques $I_c(V_c)$ du contact n° 2.

La surface est chargée négativement et le volume sous-jacent à la surface possède alors une charge d'espace positive. L'ensemble est globalement neutre. Le volume du barreau, en dehors de la charge d'espace, étant intrinsèque, cette dernière est constituée de trous et d'électrons libres.

Choisissons un axe Oy orienté de la surface vers l'intérieur, l'origine étant prise sur la surface ; à l'équilibre thermodynamique, on a :

. dans le volume : $n = p = n_i$

. dans la zone de charge d'espace : $n = n_i \exp(-v)$ ; $p = n_i \exp(v)$ avec $v = -\frac{e}{kT} V$

où V est le potentiel régnant dans la zone de charge d'espace ; V est nul dans le volume du barreau ($y \to \infty$) et négatif dans la zone de charge d'espace.

L'équation de POISSON s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \qquad (2.27)$$

si l'on considère un modèle à une seule dimension selon y (ce qui revient à supposer les propriétés du matériau homogènes suivant les directions x et z). $\rho$ est la densité de charges ($C/m^3$) ; $\varepsilon_0$, la permittivité absolue du vide ($\frac{1}{36\pi}\ 10^{-9}$ F/m) ; $\varepsilon_r$, la permittivité relative du semiconducteur.

On a : $\rho = e(p-n) = n_i.e\big(\exp(v)-\exp(-v)\big)$. L'équation 2.27 s'écrit :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{2e^2 n_i}{\varepsilon_0 \varepsilon_r kT} \cdot \operatorname{sh} v = \frac{\operatorname{sh} v}{\lambda_D^2} \qquad (2.28)$$

avec :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r kT}{2e^2 n_i}} \qquad (2.29)$$

c'est la longueur de DEBYE.

On peut calculer une intégrale première de l'équation 2.28 : $\frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial v^2}{\partial y^2} = \frac{1}{\lambda_D^2} \operatorname{sh} v \frac{\partial v}{\partial y}$

d'où : $\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = \frac{\operatorname{ch} v}{\lambda_D^2} + C$ . La constante C peut être déduite des conditions aux limites; en effet, si $y \to \infty$, alors $\partial v/\partial y \to 0$ et $v \to 0$ ; donc, $C = -1/\lambda_D^2$ : $\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 = \frac{2}{\lambda_D^2}(\operatorname{ch} v - 1)$

$$= \frac{4}{\lambda_D^2} \operatorname{sh}^2 \frac{v}{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \pm \frac{2}{\lambda_D} \cdot \operatorname{sh} \frac{v}{2} .$$

Or, v est positif (surface du type P) et $\partial v/\partial y$ est négatif ; il faut donc prendre le signe négatif.

Calculons la valeur de la charge d'espace pour l'unité de surface, soit :

$$Q = \int_0^{\infty} \rho \cdot dy = \frac{kT}{e} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \cdot dy = -\frac{kT}{e} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=0}$$

soit :

$$Q = \frac{2\, kT\, \varepsilon_0\, \varepsilon_r}{e\, \lambda_D} \cdot \operatorname{sh} \frac{v_s}{2} \qquad (2.30)$$

car $v = v_s$ en $y = 0$.

Examinons maintenant ce que deviennent les équations précédentes lorsque le milieu est en déséquilibre thermodynamique. La densité de porteurs libres dans le volume, en dehors de la charge d'espace s'écrit alors : $n = p = n_i^* = n_i + \delta n$

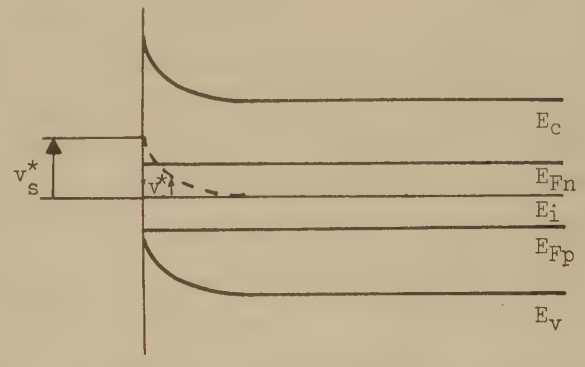
avec $n_i^*$ supérieur ou inférieur à $n_i$ suivant que le déséquilibre se traduit par un enrichissement ou un appauvrissement en porteurs libres ($\delta n > 0$ ou $< 0$).

Dans ces conditions, il existe deux quasi-niveaux de FERMI (cf. § 1.1.1.), un pour les électrons $E_{F_n}$, un autre pour les trous $E_{F_p}$ ; en tout point du semiconducteur, y compris dans la zone de charge d'espace, on peut écrire :

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{F_n} - E_i}{kT}\right) \quad \text{et :} \quad p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{F_p}}{kT}\right) .$$

La situation est illustrée sur le diagramme d'énergie de la figure 2,33 dans le cas où le déséquilibre thermodynamique se traduit par un enrichissement en porteurs libres ; alors, dans le volume et en dehors de la charge d'espace, on a : $E_{F_n} > E_i$ et $E_{F_p} < E_i$ .

FIGURE 2,33 - Structure des bandes en surface en présence d'un déséquilibre thermodynamique.




Si la longueur de diffusion des deux types de porteurs est grande devant la largeur de la zone de charge d'espace (soit approximativement devant la longueur de DEBYE) et s'il n'y a pas de recombinaison de porteurs en surface, alors il n'existe pas de courants de diffusion des électrons et des trous vers les surfaces. Dans ces conditions, on peut considérer que les quasi-niveaux de FERMI restent constants dans la zone de charge d'espace et égaux à ceux existant à la frontière entre cette zone et le volume homogène. En réalité, les quasi-niveaux de FERMI sont horizontaux dans la zone de charge d'espace, même en présence d'une faible vitesse de recombinaison en surface comme c'est généralement le cas sur les surfaces de Germanium décapées chimiquement (cf. [16 p.156]).

Dans le volume : $n = p = n_i^*$ , donc : $E_{F_n} - E_i = E_i - E_{F_p}$ .

Dans la zone de charge d'espace : $n = n_i \exp\left(\frac{E_{F_n} - E_i}{kT}\right) = n_i^* \exp(-v^*)$ et $p = n_i^* \exp(v^*)$

avec $v^* = -\frac{e}{kT} V^*$ , $V^*$ étant le potentiel régnant dans la zone de charge d'espace en présence de l'état de déséquilibre thermodynamique.

$v^*$ obéit à une équation différentielle analogue à l'équation 2.28 :

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial y^2} = \frac{\operatorname{sh} v^*}{\lambda_D^{*2}} \qquad (2.31)$$

$$\text{avec :} \quad \lambda_D^* = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r kT}{2e^2 n_i^*}} \quad . \qquad (2.32)$$

La valeur de la charge d'espace par unité de surface s'écrit :

$$Q^* = \frac{2\,kT\,\varepsilon_0\,\varepsilon_r}{e\,\lambda_D^*} \cdot \mathrm{sh}\,\frac{v_s^*}{2} \quad . \tag{2.33}$$

Le calcul nous permet de déduire la variation de la hauteur de la barrière de potentiel en surface sous l'effet du déséquilibre des porteurs : $\delta V_s = -\frac{kT}{e}\,(v_s^* - v_s)$ .

On peut évaluer simplement $\delta V_s$ en supposant que la charge d'espace reste inchangée en présence du déséquilibre thermodynamique ; autrement dit, nous supposons que les états de surface n'interviennent pas et conservent une charge constante. Nous verrons ultérieurement l'influence d'un transfert de charges entre les états de surface et la zone de charge d'espace. Donc :

$Q = Q^*$ et : $\frac{1}{\lambda_D^*}\,\mathrm{sh}\,\frac{v_s^*}{2} = \frac{1}{\lambda_D} \cdot \mathrm{sh}\,\frac{v_s}{2}$ . Soit :

$$\mathrm{sh}\,\frac{v_s^*}{2} = \sqrt{\frac{n_i}{n_i^*}}\,\mathrm{sh}\,\frac{v_s}{2} = \sqrt{\frac{n_i}{n_i+\delta n}} \cdot \mathrm{sh}\,\frac{v_s}{2} \tag{2.34}$$

- si $\delta n = 0$ : $v_s = v_s^*$ et $\delta V_s = 0$ évidemment.
- si $\delta n > 0$ : $v_s^* < v_s$ et $\delta V_s > 0$ la hauteur de la barrière en surface est réduite.
- si $\delta n < 0$ : $v_s^* > v_s$ et $\delta V_s < 0$ la hauteur de la barrière en surface est accrue.

Envisageons les deux cas particuliers suivants :

- si $v_s$ et $v_s^*$ sont petits devant 1, alors : $v_s^* = \sqrt{\frac{n_i}{n_i+\delta n}} \cdot v_s$ et :

$$\delta V_s = -\frac{kT}{e}\,v_s\left(\sqrt{\frac{n_i}{n_i+\delta n}} - 1\right) = V_s\left(\sqrt{\frac{n_i}{n_i+\delta n}} - 1\right) \quad ; \tag{2.35}$$

$\delta V_s$ dépend linéairement de $V_s$.

- si $v_s$ et $v_s^*$ sont grands devant 1 (c'est-à-dire $V_s$ et $V_s^*$ grands devant $kT/e$ soit 25 mV à la température ambiante, ce qui est généralement le cas), alors :

$\exp\left(\frac{v_s^*}{2}\right) \# \exp\left(\frac{v_s}{2}\right)\sqrt{\frac{n_i}{n_i+\delta n}}$ (d'après 2,34), et :

$$\delta V_s = \frac{kT}{e}\,\mathrm{Log}\,\frac{n_i+\delta n}{n_i} \quad ; \tag{2.36}$$

$\delta V_s$ ne dépend plus de $V_s$.

Si $\delta n$ est positif et très grand, on ne peut plus considérer $v_s^*$ grand devant 1 ; si $\delta n \to \infty$, alors $v_s^* \to 0$ et $\delta V_s \to -V_s$. A la limite, on atteint une *structure de bandes plates*.

Dans le cas où la surface est du type N (états de surface donateurs), le traitement est identique, comme précédemment un excès de porteurs tend à abaisser la barrière en surface alors qu'un défaut l'augmente au contraire. La seule différence est que le résultat est de signe opposé :

$$\delta V_s = -\frac{kT}{e} \cdot \mathrm{Log}\,\frac{n_i+\delta n}{n_i} \quad . \tag{2.37}$$

Notons enfin que, pour un semiconducteur extrinsèque, on obtiendrait une formule analogue [16, p.158] :

$$\delta V_s = \frac{kT}{e} \cdot \mathrm{Log}\left(1 + \frac{2\,\delta n}{n_0 + p_0}\right) \tag{2.38}$$

pour une surface du type P, $n_0$ et $p_0$ étant les densités d'électrons et de trous dans le volume à l'équilibre.

On remarque que $\delta V_s$ résultant d'un $\delta n$ donné est d'autant plus faible que le semiconducteur est plus dopé ; en effet, $n_0+p_0$ est minimal lorsque $n_0 = p_0$ (puisque $n_0 p_0 = cte = n_i^2$). Donc, *l'effet de variation de la barrière de potentiel en surface est maximal dans un semiconducteur intrinsèque.*

c) POTENTIEL MAGNETOVOLTAÏQUE DE SURFACE (P.M.S.)
SA CONTRIBUTION A LA TENSION TRANSVERSALE $V_{1/2}$

Cette variation de la barrière de potentiel en surface se traduit expérimentalement par l'apparition d'une différence de potentiel flottante (à courant nul) entre un contact métallique apposé sur la surface du semiconducteur en état de déséquilibre thermodynamique. C'est le principe de fonctionnement des diodes photovoltaïques capables de fournir une tension sous l'effet d'une illumination créant des porteurs en excès en présence d'une inhomogénéité caractérisée en particulier par la présence d'une barrière de potentiel [19].

Les mêmes conditions expérimentales sont réunies dans notre cas. Le déséquilibre thermodynamique créé par effet de magnétoconcentration se traduisant par des excès ou défauts (à la différence des effets photoélectriques) de porteurs libres en particulier sous les surfaces supportant les contacts est à l'origine de différences de potentiel entre ces derniers et le semiconducteur contribuant à la tension transversale mesurée $V_{1/2}$ : nous les appellerons potentiels magnétovoltaïques de surface (P.M.S.).

La tension transversale $V_{1/2}$ est donc la superposition de la tension HALL $V_H$, de la tension DEMBER $V_D$ et de la tension magnétovoltaïque $\delta V_{s_1} - \delta V_{s_2}$, soit :

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH} - \mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} \cdot E_x B_z b + \frac{D_n - D_p}{\mu_n+\mu_p} \cdot \text{Log}\, \frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} + \frac{kT}{e}\left[\text{Log}\left(1+\frac{\delta n(\frac{b}{2})}{n_i}\right) - \text{Log}\left(1+\frac{\delta n(-\frac{b}{2})}{n_i}\right)\right] ,$$

si l'on suppose que l'on est en droit d'appliquer l'expression 2.36 correspondant au cas d'une surface du type P ; ou bien :

$$V_{1/2} = \frac{\mu_n\mu_{nH} - \mu_p\mu_{pH}}{\mu_n+\mu_p} \cdot E_x B_z b + \frac{kT}{e}\left(1+\frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\right) \text{Log}\, \frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} , \qquad (2.39)$$

que l'on peut écrire encore : $$V_{1/2} = V_H + V_D \left(1 + \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n - \mu_p}\right) . \qquad (2.40)$$

On constate que *les* P.M.S. *se traduisent par la présence d'une tension supplémentaire proportionnelle à la tension* DEMBER.

Nous allons en examiner les conséquences sur la tension transversale globale, en particulier au voisinage de l'origine. On sait que $V_D$ évolue entre 0 et $-V_H/2$, ce qui situe $V_{1/2}$ entre deux valeurs extrêmes : $V_H$ et $-V_H/(\lambda-1)$, avec $\lambda = \mu_n/\mu_p$.

$V_{1/2}$ se réduit à $V_H$ lorsque les deux surfaces sont détériorées, car alors, les P.M.S. comme la tension DEMBER sont nuls, la grande vitesse de recombinaison aux surfaces interdisant la présence d'un excès ou défaut de porteurs libres.

Etudions l'autre valeur extrême que peut atteindre $V_{1/2}$ (c'est-à-dire lorsque la longueur de diffusion ambipolaire est du même ordre de grandeur ou supérieure à l'épaisseur du barreau).

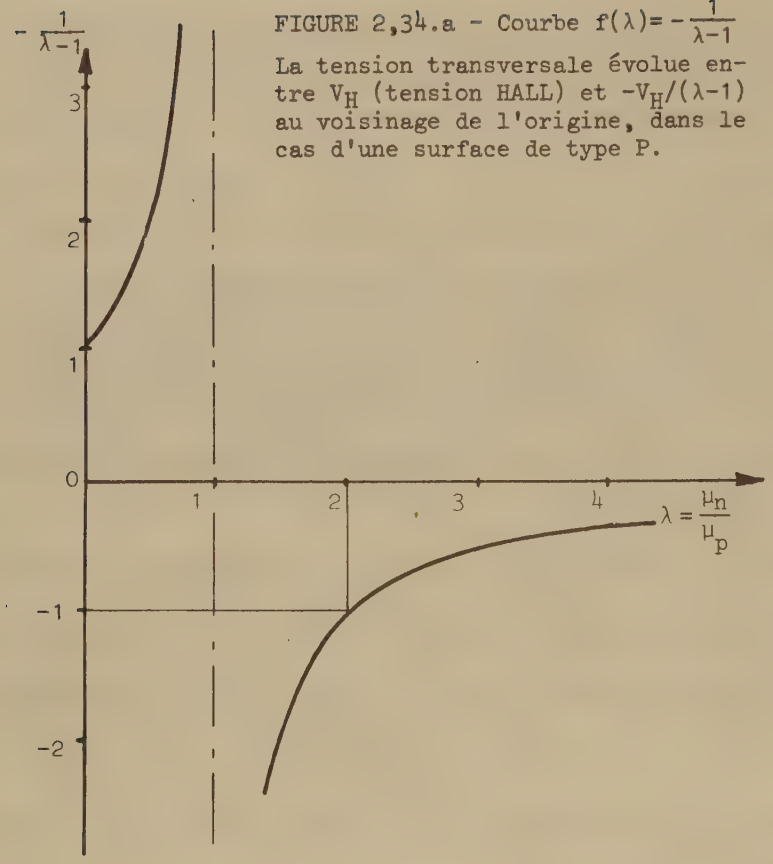



FIGURE 2,34.a - Courbe $f(\lambda) = -\frac{1}{\lambda-1}$

La tension transversale évolue entre $V_H$ (tension HALL) et $-V_H/(\lambda-1)$ au voisinage de l'origine, dans le cas d'une surface de type P.

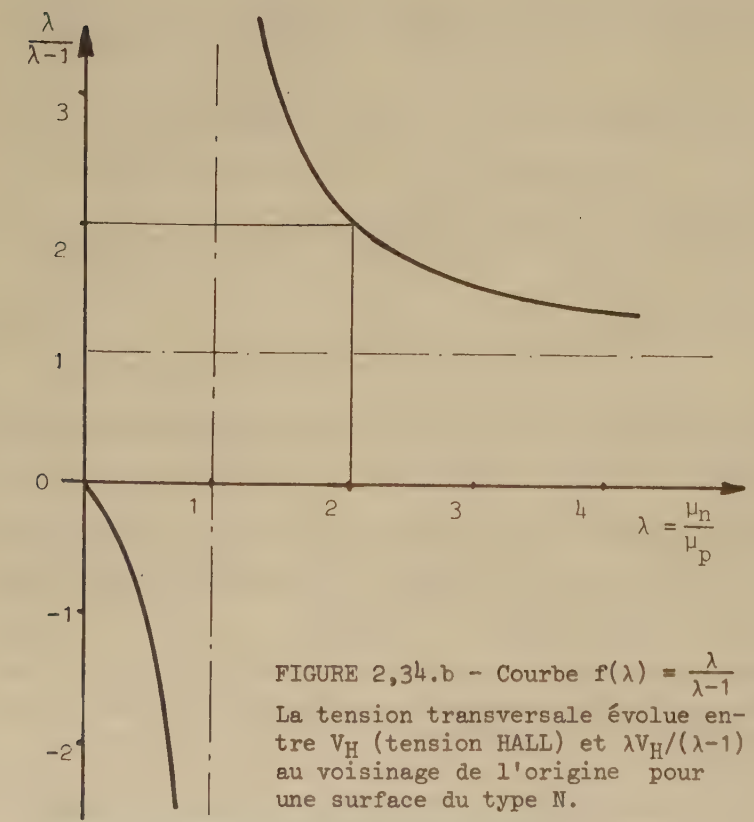



FIGURE 2,34.b - Courbe $f(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda-1}$

La tension transversale évolue entre $V_H$ (tension HALL) et $\lambda V_H/(\lambda-1)$ au voisinage de l'origine pour une surface du type N.

La figure 2,34.a représente le graphe du facteur $-1/(\lambda-1)$, fonction de $\lambda = \mu_n/\mu_p$. Pour $\mu_n < \mu_p$, la tension transversale est du même signe que l'effet HALL. Par contre, pour $\mu_n > \mu_p$, $V_{1/2}$ est opposé à $V_H$, lui est supérieur en valeur absolue pour $\mu_n < 2\mu_p$, inférieur pour $\mu_n > 2\mu_p$. Lorsque $\lambda = 1$, les tensions HALL et DEMBER sont nulles alors que les P.M.S. apportent une contribution non nulle (voir l'expression 2.39 ; l'expression 2.40 n'a plus de sens lorsque $\mu_n = \mu_p$).

Si les surfaces sont du type N, la tension transversale s'écrit alors

$$V_{1/2} = V_H + V_D\left(1 - \frac{\mu_n+\mu_p}{\mu_n-\mu_p}\right) \quad . \quad (2.41)$$

Elle évolue alors entre $V_H$ et $\frac{\lambda V_H}{\lambda-1}$ .

Nous traçons (figure 2,34.b) le graphe du facteur $\lambda/(\lambda-1)$ fonction de $\lambda = \mu_n/\mu_p$. Nous constatons que, contrairement au cas précédent, $V_{1/2}$ est de signe opposé à la tension HALL si $\mu_n < \mu_p$ et de même signe si $\mu_n > \mu_p$. D'autre part, la tension transversale est inférieure à la tension HALL pour $\mu_n < \mu_p/2$ et lui est supérieure partout ailleurs.

On en conclut que deux barreaux du même semiconducteur intrinsèque mais dotés de surfaces de types opposés respectivement, peuvent être le siège de tensions transversales globales opposées.

A titre indicatif, nous avons dressé le tableau des valeurs extrêmes $-V_H/(\lambda-1)$ pour une surface du type P, $\lambda V_H/(\lambda-1)$ pour une surface du type N, atteintes par la tension transversale sur divers matériaux semiconducteurs à l'état intrinsèque et à température ambiante :

| Matériau | $\lambda = \mu_n/\mu_p$ | Surface du type P $-V_H/(\lambda-1)$ | Surface du type N $\lambda V_H/(\lambda-1)$ |
|---|---|---|---|
| Germanium | 2 | $-V_H$ | $2V_H$ |
| Silicium | 4 | $-V_H/3$ | $4V_H/3$ |
| InAs | 120 | $\sim -V_H/120$ | $\simeq V_H$ |
| InSb | 70 | $\sim -V_H/70$ | $\simeq V_H$ |

En ce qui nous concerne, nous avons utilisé du Germanium intrinsèque doté de surfaces du type P. Dans ces conditions, $V_{1/2}$ évolue approximativement entre $V_H$ et $-V_H$ à température ambiante puisqu'alors : $\mu_n/\mu_p \neq 2$. Les courbes obtenues sur le barreau n° 1 s'expliquent donc aisément: la tension transversale peut fort bien s'inverser par rapport à l'effet HALL, en présence des P.M.S. qui jouent un rôle fondamental dans le barreau n° 1 (figure 2,10).

De toute évidence, les P.M.S. sont inexistants sur le barreau n° 2 dont les courbes $V_{1/2}$ sont expliquées en considérant uniquement les champs HALL et DEMBER. Nous verrons par la suite comment les états de surface peuvent interdire l'apparition des P.M.S.

Nous avons tracé (figure 2,35) pour le barreau n° 1, la courbe de la tension $\theta = V_{1/2} - V_H$ $V_H$ étant la tension HALL que nous avons calculée en prenant $(\mu_n\mu_{nH}-\mu_p\mu_{pH})/(\mu_n+\mu_p) = 0{,}18\ m^2V^{-1}s^{-1}$.

$$\theta = V_D + \delta V_{s_1} - \delta V_{s_2} = \frac{kT}{e}\left(1 + \frac{\mu_n-\mu_p}{\mu_n+\mu_p}\right)\mathrm{Log}\,\frac{n(\frac{b}{2})}{n(-\frac{b}{2})} = V_D\left(1 + \frac{\mu_n+\mu_p}{\mu_n-\mu_p}\right) .$$

Les courbes obtenues sont tout à fait semblables aux courbes de tension DEMBER déduites du barreau n° 2 (figure 2,23), ce qui est logique puisque $\theta$ comme $V_D$ sont proportionnelles à $\mathrm{Log}\left(n(\frac{b}{2})/n(-\frac{b}{2})\right)$ (on peut en effet admettre que les rapports $n(\frac{b}{2})/n(-\frac{b}{2})$ sont voisins pour les deux barreaux, leurs dimensions étant voisines et leurs surfaces étant traitées identiquement). Nous remarquons en particulier que les courbes sont symétriques par rapport à l'origine.

De plus, puisque $(\mu_n+\mu_p)/(\mu_n-\mu_p)$ vaut environ 3, $\theta$ est de l'ordre de quatre fois $V_D$, ce qui est bien vérifié expérimentalement en comparant les figures 2,23 et 2,35.

REMARQUE

L'étude de $\theta(V)$ pour le barreau n° 1 ou de $V_D(V)$ pour le barreau n° 2 nous permet d'évaluer le rapport $n(\frac{b}{2})/n(-\frac{b}{2})$ ; ainsi, pour B = 0,9 T et V = - 15 V, la courbe $\theta(V)$ nous donne, pour le barreau n° 1 : $n(\frac{b}{2})/n(-\frac{b}{2}) \neq 60$ ; la courbe $V_D(V)$ du barreau n° 2 dont la surface $S_1$ est détériorée et l'autre décapée : $n(-\frac{b}{2}) \neq 20\ n_i$. Ces résultats, bien qu'approximatifs (les rapports de densité intervenant par leurs logarithmes) sont en accord avec les calculs théoriques réalisés par CHOVET et KAMARINOS.

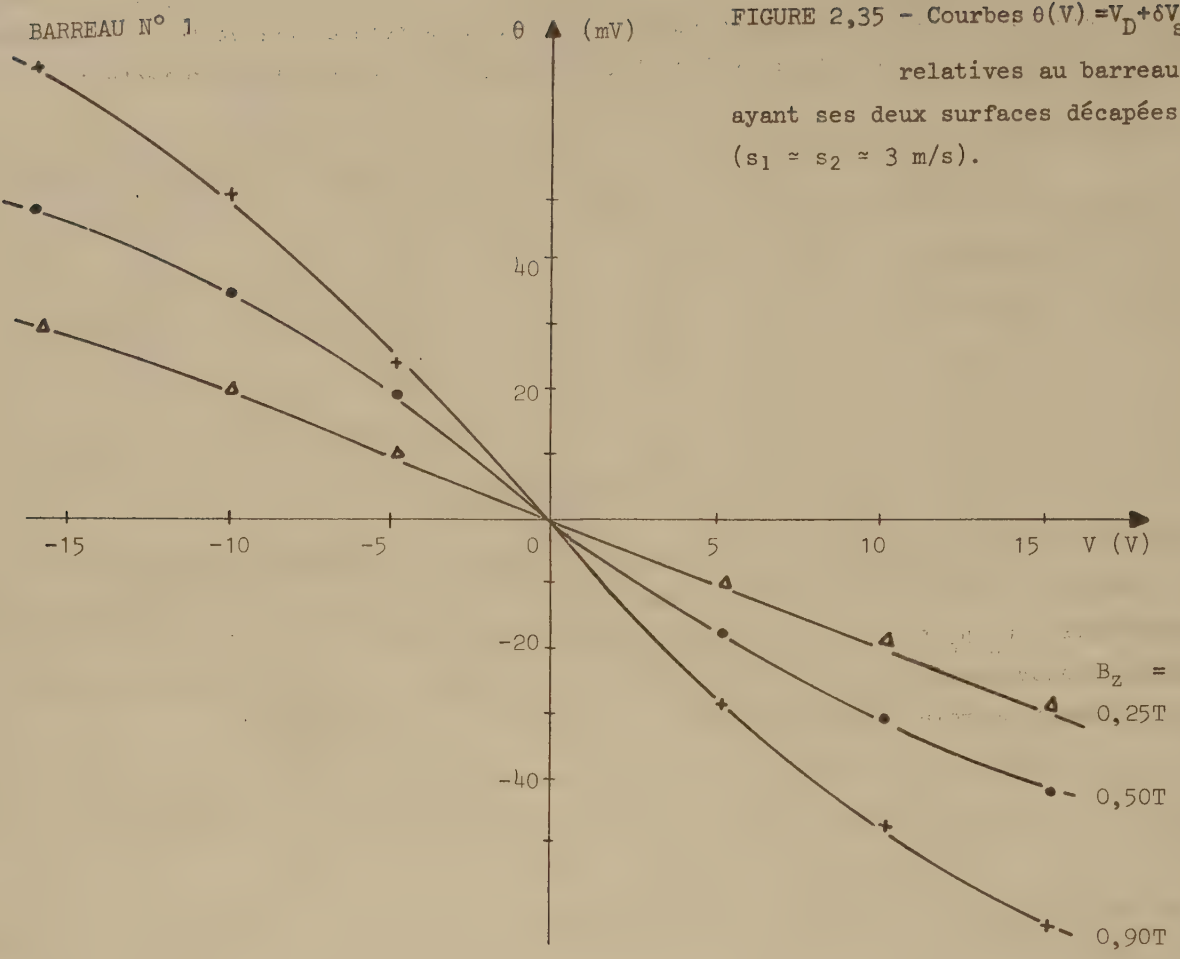



FIGURE 2,35 - Courbes $\theta(V) = V_D + \delta V_{s_1} - \delta V_{s_2}$ relatives au barreau n° 1 ayant ses deux surfaces décapées ($s_1 \simeq s_2 \simeq 3$ m/s).

d) INFLUENCE DES P.M.S. SUR LES RESISTANCES DE CONTACT

Nous avons signalé dans les résultats expérimentaux que les résistances dynamiques de contact du barreau n° 1 variaient après application du champ magnétique (c'est-à-dire après l'établissement du déséquilibre thermodynamique par effet de magnétoconcentration). Nous rappelons que la résistance de contact diminue lorsque le volume sous-jacent au contact est "enrichi" en porteurs libres et augmente dans le cas contraire (figures 2,15 et 2,16). Par contre, nous avons vu que les résistances de contact du barreau n° 2 n'accusaient aucune variation.

L'interprétation physique de ces expériences peut se faire aisément à la lumière des résultats expérimentaux et théoriques relatifs aux potentiels magnétovoltaïques de surface.

Rappelons en effet que la présence d'un excès ou défaut de porteurs libres $\delta n$ dans le volume sous-jacent à la surface, était à l'origine d'un P.M.S. équivalant à une polarisation du contact métal-semiconducteur.

Si $\delta n$ est positif (enrichissement), nous avons montré que dans ce cas (surface du type P) $\delta V_s > 0$ (équation 2.34) ; le métal se trouve donc polarisé positivement par rapport au semiconducteur. L'examen des figures 2,31.a et 2,31.b nous montre que cette polarisation réduit la résistance de contact. L'inverse se produit si le contact est appauvri en porteurs sous l'effet de magnétoconcentration.

Par contre, il est normal que les résistances de contact du barreau n° 2 qui n'exhibe pas d'E.M.S., ne varient pas en présence du déséquilibre. En effet, l'absence d'E.M.S. signifie $\delta V_s = 0$ et le contact ne subit aucune polarisation. Nous pouvons résumer, à l'aide des trois schémas suivants (figure 2,36) (relatifs au contact n° 1 par exemple, les conclusions étant rigoureusement identiques pour le contact n° 2), l'ensemble des expériences qui forment un tout et se complètent mutuellement.

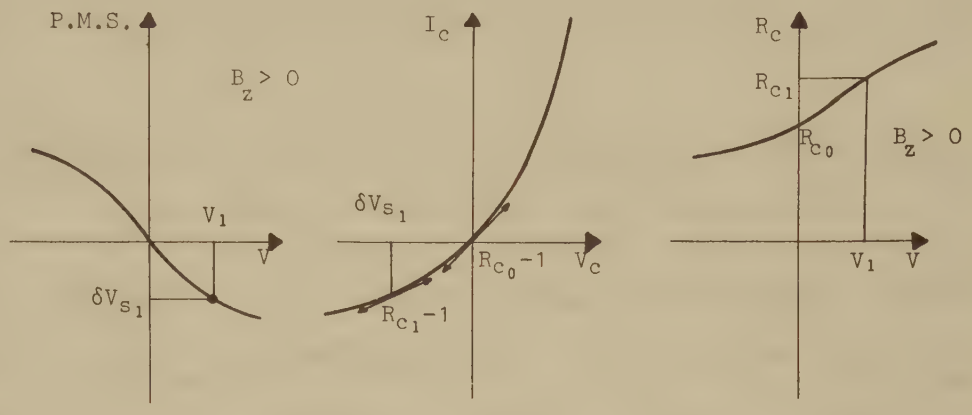



FIGURE 2,36 - Schémas récapitulatifs de l'E.M.S. et son effet sur les résistances de contact métal-semiconducteur. Les potentiels $\delta V_s$ et $V_c$ sont les d.d.p. du métal par rapport au semiconducteur.

Pour $V = V_1$ positif, le P.M.S. vaut $\delta V_{s_1}$ (figure 2,36.a) correspondant à une polarisation négative de la caractéristique $I_c(V_c)$ du contact (figure 2,36.b) et entraînant une valeur de la résistance dynamique du contact $R_{c_1}$ supérieure à la résistance de contact au repos ($V_c = 0$) en accord avec la courbe $R_c(V)$ (figure 2,36.c) pour $B_z$ positif. Dans le chapitre 3, nous préciserons le raisonnement qualitatif que nous venons de faire en exprimant en particulier la relation mathématique entre $R_c$ et $\delta V_s$.

Il apparaît donc que le phénomène de variation des résistances de contact est lié à l'apparition simultanée d'un P.M.S. et qu'il peut être considéré comme un critère pratique de détection de la présence du P.M.S.

Aucune variation de la résistance d'un contact apposé sur une surface détériorée n'a été observée, ce qui confirme bien l'analyse théorique précédente puisque l'on sait que, dans ces conditions, $\delta n$ est nul sous la surface et qu'il n'y a pas de P.M.S. Nous avons d'ailleurs constaté que le contact métal-semiconducteur s'établissait "beaucoup plus facilement" sur une surface détériorée, conduisant à de faibles résistances de contact (quelques kΩ). En effet, la vitesse de recombinaison élevée de la surface sous-jacente due à l'introduction d'une très grande densité de centres de recombinaison confère au contact un caractère "ohmique", non injectant.

C'est pourquoi, de même que l'effet DEMBER, l'effet magnétovoltaïque de surface n'est pas détectable avec un contact *ohmique*. Un contact ohmique se caractérise principalement par la présence d'un grand nombre de centres de recombinaison à son voisinage immédiat. Ainsi, la zone de transition métal-semiconducteur est caractérisée par une durée de vie très courte des porteurs, assurant l'équilibre thermodynamique des électrons et des trous.

De plus, un contact ohmique ne présente pas de barrière de potentiel ; il est donc électriquement symétrique. On effectue généralement un contact ohmique en réalisant la transition métal-$p^+$-$p^-$ ou métal-$n^+$-$n^-$ soit en intercalant une zone fortement dopée sous la forme d'un alliage [20 pp.8.13 et 8.14; et 21 p.416].

Par contre, les contacts que nous utilisons pour la mesure de la tension transversale ne sont pas ohmiques ainsi que le montrent les courbes de la figure 2,31. En particulier, ils ne recombinent pas les porteurs et ne modifient pas les propriétés des surfaces comme le prouvent d'ailleurs les résultats expérimentaux obtenus et leur interprétation théorique.

Nous allons maintenant étudier la structure réelle de la surface d'un semiconducteur et, en particulier, les états de surface. Cela nous permettra d'expliquer pourquoi nous n'avons pu observer l'effet magnétovoltaïque de surface sur le barreau n° 2.

e) SURFACE REELLE D'UN SEMICONDUCTEUR - ETATS LENTS - ETATS RAPIDES

Nous représentons, figure 2,37, le diagramme d'énergie de la surface réelle d'un semiconducteur.

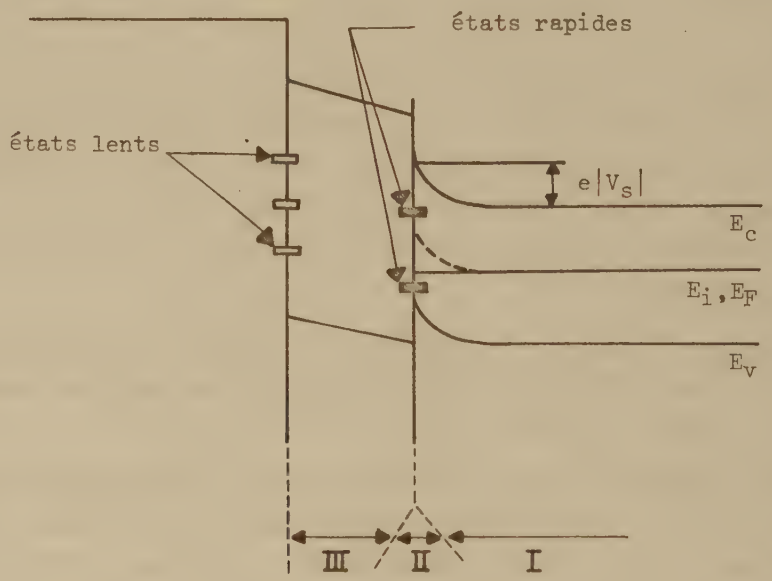



FIGURE 2,37 - Diagramme d'énergie de la surface réelle d'un semiconducteur intrinsèque (surface du type P)

La surface peut être divisée en trois régions [16 p.347] :

- la zone de charge d'espace d'une épaisseur de l'ordre de $10^{-5}$ cm (environ la longueur de DEBYE) (I)
- la surface proprement dite, c'est-à-dire les quelques premières rangées d'atomes du semiconducteur } (II)
- une couche extérieure adsorbée de matériau étranger . (III)

Dans le Germanium, la couche extérieure consiste principalement en un film d'oxyde, de 10 à 30 Å d'épaisseur en général.

Sur la surface proprement dite, et sur la couche adsorbée, on trouve des états électroniques localisés : les états de surface. Dans le Germanium (et le Silicium), les états de surface peuvent être classés en deux catégories :

- Les états rapides qui sont en contact intime avec le volume du semiconducteur et sont probablement localisés à, ou très près de, l'interface semiconducteur-oxyde. Ils sont ainsi nommés car le transfert d'une charge, entre un état rapide et le volume, se fait en un temps court (de l'ordre de quelques microsecondes) ;
- les états lents localisés sur ou à l'intérieur de la couche d'oxyde. De ce fait, les échanges de charge entre le volume et les états se font avec des constantes de temps relativement longues (supérieures à la seconde).

L'emplacement des états rapides explique leur quasi insensibilité au milieu ambiant, le film d'oxyde les protégeant des influences extérieures. Par contre, les états lents sont très affectés par l'atmosphère ambiante.

Ce sont les états rapides qui sont responsables de la recombinaison en surface, agissant comme centres de recombinaison.

La densité des états rapides ($10^{11}$ $cm^{-2}$ environ pour le Germanium) est beaucoup plus faible que celle des états lents (supérieure à $10^{13}$ $cm^{-2}$). Ce sont donc ces derniers qui déterminent la charge d'espace Q [16 pp.357-8].

Ces états de surface, contrairement à l'hypothèse faite au paragraphe 2.3.b, interviennent après l'établissement du déséquilibre thermodynamique. Un transfert de charges s'établit entre les états de surface et le volume, de sorte que l'équation 2.34 n'est plus valable. Son effet est de réduire le P.M.S., de même qu'il réduit l'effet photovoltaïque de surface [16 p.277]. D'après les équations 2.30 et 2.33, les charges d'espace respectivement à l'équilibre thermodynamique et en dehors de l'équilibre s'écrivent :

$$Q = K\sqrt{n_i} \cdot \operatorname{sh}\frac{v_s}{2} \qquad Q^* = K\sqrt{n_i+\delta n} \cdot \operatorname{sh}\frac{1}{2}\left(v_s - e\,\frac{\delta V_s}{kT}\right) .$$

On peut voir facilement que, si $\delta V_s$ est inférieur, en présence des états de surface, à celui calculé théoriquement en supposant $Q = Q^*$, un appauvrissement en porteurs libres du volume sous-jacent à la surface tend à réduire la charge d'espace, c'est-à-dire que les électrons migrent des états de surface dans le volume, alors qu'un enrichissement provoque le transfert d'électrons du volume en direction des états de surface.

On aboutit à la même conclusion en remarquant que la position relative des niveaux énergétiques des états de surface dans la bande interdite n'est pas affectée par les variations de la barrière de potentiel en surface ; de ce fait, il est facile de voir que, par exemple, un abaissement de cette barrière tend à provoquer le remplissage en électrons des états de surfaces (puisqu'ils sont du type accepteur), ce qui a pour conséquence de modérer l'abaissement de la barrière. Ainsi, les états de surface, si leur densité est suffisante, peuvent, dans leur délai d'intervention, interdire toute variation notable de la hauteur de barrière en surface, par un effet de rétroaction négative.

Ce sont bien entendu les états rapides qui interviennent les premiers. En fait, le P.M.S. est peu affecté par ces derniers en raison de leur faible densité.

Les états lents interviennent ensuite dans le même sens ; mais, comme le montre le calcul suivant, leur influence peut être beaucoup plus considérable en raison de leur grande densité.

Nous avons établi l'expression de la valeur de la charge d'espace par unité de surface du semiconducteur à l'équilibre thermodynamique (Q, équation 2.30) et en présence d'un déséquilibre thermodynamique (Q*, équation 2.33). Si l'on admet que les états de surface, une fois intervenus, interdisent toute variation du potentiel de surface $V_s$, on peut écrire, en régime établi :

$$Q^* = Q\sqrt{(n_i+\delta n)/n_i} \quad \text{(d'après 2.29, 2.30, 2.32, 2.33)} \quad , \tag{2.42}$$

ce qui signifie que la charge des états de surface a varié de :

$$|\delta Q| = Q\left|\sqrt{(n_i+\delta n)/n_i} - 1\right| \quad . \tag{2.43}$$

Cela n'est possible que si la densité des états de surface est supérieure à $|\delta Q|$ exprimé en nombre d'électrons par unité de surface ; dans notre cas, $|\delta Q|$ ne peut guère excéder 5Q, ce qui correspond à un $\delta n$ de l'ordre de $40n_i$ (voir expression 2.43), soit à un enrichissement extrême. Majorons la valeur de Q en nous plaçant dans le cas le plus défavorable où le potentiel de surface est de l'ordre de 0,35 V c'est-à-dire où la surface du Germanium intrinsèque est à la limite de la dégénérescence (niveau de FERMI coïncidant avec le haut de la bande de valence sur la surface, figure 2,38) ; on obtient alors, à partir de 2.30 et 2.42 (pour $\delta n = 40n_i$) :
$|\delta Q| \leq 10^{13}$ électrons/cm$^2$.

Par conséquent, les états lents dont la densité est supérieure à $10^{13}$ cm$^{-2}$ sont éventuellement capables d'assurer un tel transfert de charges, ce qui n'est pas le cas des états rapides dont la densité est de l'ordre de $10^{11}$ cm$^{-2}$.

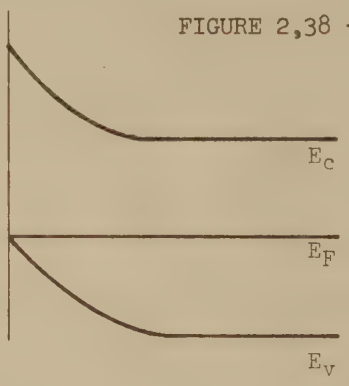



FIGURE 2,38 - Structure des bandes de la surface de type P à la limite de la dégénérescence d'un semiconducteur intrinsèque.

Nous avons effectivement observé des phénomènes de dérive de la tension transversale du barreau n° 2 (qui n'exhibait pas de P.M.S.) avec une constante de temps de plusieurs secondes ; c'est le temps nécessaire aux états lents pour changer de charges et, en raison de leur forte densité, interdire toute variation notable de la hauteur de barrière en surface.

On peut maintenant comprendre pourquoi nous n'avons pu observer de P.M.S. sur le barreau n° 2. Plusieurs causes sont possibles :

- soit le potentiel de surface $V_s$ est faible, alors $\delta V_s = V_s(\sqrt{n_i/(n_i+\delta n)} - 1)$ est faible ;
- soit les états rapides ont une influence plus prononcée sur le P.M.S. (ce qui n'intervient en fait que dans des conditions très particulières [22]) ;
- soit la constante de temps des états lents est relativement courte (de l'ordre de la seconde) et ceux-là interviennent rapidement pour neutraliser l'effet du déséquilibre thermodynamique et rendent inobservables le P.M.S. durant l'expérience.

C'est cette dernière cause qui nous semble la plus vraisemblable, en particulier en raison des dérives observées sur le barreau n° 2. En fait, nous avons choisi cet échantillon qui illustre le cas extrême où les états lents éliminent *complètement* et *rapidement* le P.M.S. Plus généralement, les états lents se bornent à réduire le P.M.S. une fois qu'ils sont intervenus.

Des causes inverses favorisent la détection du P.M.S.,; en particulier, la constante de temps des états lents peut être de plusieurs minutes à plusieurs heures, aussi n'interviennent-ils pas durant l'expérience, comme c'est le cas sur le barreau n° 1 sur lequel nous n'avons pas observé de phénomènes de dérive.

Il résulte de ce que nous venons de dire, que l'E.M.S. peut constituer un excellent outil pour l'étude du temps de relaxation des états lents de surface, dont il est tributaire. C'est ce que nous allons illustrer aux paragraphes suivants.

## 2.4. APPLICATION DE L'E.M.S. A L'ETUDE DES ETATS LENTS DE SURFACE DEPÔT DE COUCHES MINCES METALLIQUES

### 2.4.1. TEMPS DE RELAXATION DES ETATS LENTS DE SURFACE

Si l'on soumet la surface à une perturbation quelconque, les états de surface se trouvent en déséquilibre avec le volume du semiconducteur. On assiste alors à un transfert de charges entre les états de surface et la zone de charge d'espace qui vise à rétablir l'équilibre mutuel. L'étude théorique de l'interaction entre les états de surface et les porteurs libres de la zone de charge d'espace du semiconducteur [16 p.189], montre que les échanges de charges s'effectuent selon un processus temporel exponentiel. Le traitement est d'ailleurs analogue à celui mis au point par SHOCKLEY et READ pour expliquer la recombinaison des porteurs par l'intermédiaire de centres de recombinaison ; nous reviendrons sur ce sujet au chapitre 3.

Le comportement des états rapides est en bon accord avec l'analyse théorique que l'on vient d'évoquer. Par contre, le processus de transfert de charges entre les états lents et l'intérieur du semiconducteur est loin d'être aussi clair. Dans la plupart des cas, il n'est pas exponentiel et la constante de temps apparente augmente avec le temps. MORRISON [23] attribue le comportement non exponentiel à la variation de la barrière de potentiel en surface durant le transfert des charges. Ce modèle est valable dans le cas de grosses perturbations ; en fait, il s'avère que le processus non exponentiel persiste même dans le cas de faibles perturbations. D'après KINGSTON et McWHORTER [24], ce phénomène serait dû à l'inhomogénéité de la surface. On sait en effet que les états lents de surface sont très sensibles au traitement de la surface étant donné leur localisation, de sorte que leur constante de relaxation n'est pas uniforme sur toute la surface. KINGSTON et McWHORTER supposent que chaque élément de surface a un comportement exponentiel, mais que la constante de temps fluctue d'un élément à l'autre. Si ces diverses constantes de temps ne sont pas corrélées, la superposition de leur contribution ne donne pas un comportement global exponentiel. Cette dernière hypothèse, à partir de laquelle nous ferons un calcul qui nous permettra d'interpréter certains de nos résultats expérimentaux, semble la plus plausible.

Nous allons maintenant passer en revue les méthodes usuelles d'étude du temps de relaxation des états de surface.

## 2.4.2. METHODES USUELLES D'ETUDE DU TEMPS DE RELAXATION DES ETATS LENTS DE SURFACE

a) EFFET DE CHAMP [16 p.209]

C'est la méthode généralement utilisée. Elle consiste à créer une perturbation en faisant varier la barrière de potentiel en surface en appliquant un champ électrique normal à la surface. La charge induite par le champ est distribuée entre les états de surface et la zone de charge d'espace, la variation de cette dernière entraînant celle de la barrière de potentiel. Le terme effet de champ décrit la variation de la conductance de l'échantillon de semiconducteur résultant de celle de la barrière de potentiel en surface ; c'est en fait la conductance de la zone de charge d'espace qui varie, ce qui entraîne un changement de la conductance globale. L'échantillon a généralement la forme d'une fine lamelle rectangulaire de manière à ce que la conductance de surface (zone de charge d'espace) ne soit pas négligeable devant celle du volume. Le champ électrique est appliqué à l'aide d'une électrode plane parallèle à la surface dont elle est isolée par une couche mince d'oxyde.

Le temps de relaxation des états de surface peut être étudié en observant la réponse transitoire de la conductance de surface lorsque l'on applique un champ électrique *en créneaux*. Notons qu'il est généralement nécessaire d'appliquer de très forts champs électriques, car il est très difficile de modifier dans ces conditions la barrière de potentiel en surface en raison de la grande densité d'états lents, comme c'est le cas pour le Germanium. Les variations de la conductance de surface sont de l'ordre de 1 % en général [16 p.226]. Après l'application du champ électrique, la conductance en surface évolue selon deux régimes transitoires aisément séparables: une relaxation rapide (de l'ordre de la microseconde) due aux états rapides suivie d'une autre beaucoup plus lente (de quelques secondes ou plus) imputable aux états lents.

b) EFFET PHOTOVOLTAÏQUE [22 et 16 p.273]

La perturbation en surface s'effectue par illumination. On observe alors l'évolution de la barrière de potentiel en surface en mesurant par exemple la différence de potentiel apparaissant entre un contact apposé sur la surface illuminée et le semiconducteur. C'est l'effet photovoltaïque de surface analogue physiquement à l'E.M.S.

GARRET et BRATTAIN [25] mirent en évidence le rôle des états lents en observant la disparition du potentiel photovoltaïque de surface après une illumination de plusieurs secondes à plusieurs minutes. ABKEVICH [26] et KOSMAN [27] firent une étude des temps de relaxation des états lents en observant la décroissance du potentiel photovoltaïque.

## 2.4.3. METHODE METTANT EN OEUVRE L'EFFET MAGNETOVOLTAÏQUE DE SURFACE [28]

Elle consiste à créer une perturbation en surface par effet de magnétoconcentration, c'est-à-dire à enrichir ou appauvrir en porteurs libres le volume sous-jacent à la surface, et à observer le P.M.S. qui en résulte.

a) AVANTAGES ET DEFAUTS DE LA METHODE

Contrairement à l'effet de champ, cette méthode ne nous autorise que l'étude des états lents. En effet, les états rapides, qui conditionnent la recombinaison en surface, interviennent durant le temps d'établissement du phénomène de magnétoconcentration qui est de l'ordre de la durée de vie effective des porteurs dans le barreau ; il est donc impossible d'observer leur relaxation. De plus, l'effet de magnétoconcentration n'est notable que dans les matériaux intrinsèques, c'est pourquoi cette méthode ne peut s'appliquer que sur des semiconducteurs proches de l'état intrinsèque.

Cependant, ce procédé a l'avantage d'une mise en oeuvre particulièrement simple. Il suffit de soumettre un barreau de semiconducteur à des champs électrique $E_x$ et magnétique $B_z$ relativement faibles ($E_x \simeq 5$ V/cm et $B_z \simeq 0{,}5$ T). De plus, les perturbations de la densité des porteurs libres qui en résultent dans le volume sous-jacent à la surface sont considérables : on peut très facilement créer des excès dix fois supérieurs à la densité d'équilibre, c'est-à-dire au moins cinq fois supérieurs à ceux habituellement atteints sous l'effet d'une illumination ; on peut, en outre, aisément créer des défauts de porteurs libres se traduisant par une densité résiduelle dix fois inférieure à la densité correspondant à l'équilibre thermodynamique alors que la méthode photovoltaïque ne met en jeu que des excès de porteurs.

b) EXEMPLE D'APPLICATION : ETUDE DU TEMPS DE RELAXATION DES ETATS LENTS SITUES A L'INTERFACE COUCHE MINCE METALLIQUE - SURFACE DU SEMICONDUCTEUR

★ DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Le dépôt de la couche mince s'effectue par évaporation sous vide. L'échantillon à traiter, préalablement décapé chimiquement, est placé dans l'enceinte d'une pompe à vide et exposé au-dessus d'un creuset destiné à recevoir le métal à évaporer (du Nickel dans notre cas). Le chauffage du creuset est réalisé par effet JOULE.

Nous disposons d'un bâti pour ultra-vide atteignant rapidement un vide poussé. Le vide primaire de $10^{-2}$ Torr est atteint en une dizaine de minutes à l'aide de pompes à sorption ; le pompage secondaire s'effectue à l'aide d'une pompe ionique et par sublimation de Titane ; un vide de $5.10^{-7}$ Torr est alors obtenu en moins d'une heure ; il se maintient à $4.10^{-6}$ Torr durant l'évaporation. On contrôle l'épaisseur de la couche, par la méthode gravimétrique bien connue mettant en oeuvre un quartz, ainsi que ses caractéristiques grâce à un procédé mis au point dans le laboratoire (couplage entre la couche et une self plane [29]).

Les dépôts ont une épaisseur de 200 à 400 Å, correspondant aux épaisseurs minimales d'une couche organisée. La largeur du dépôt est de 2 mm environ.

Notons que la couche métallique ne modifie pas la vitesse de recombinaison en surface ainsi que l'ont montré des expériences effectuées dans le laboratoire [6 p.67, 28]. Cela est dû à la présence de la couche d'oxyde intermédiaire entre la surface proprement dite et la couche métallique, qui isole ainsi les états rapides responsables de la recombinaison en surface, de toute action extérieure. Cela confirme d'ailleurs l'insensibilité de la vitesse de recombinaison en surface des porteurs à la présence des contacts métalliques apposés sur la surface pour mesurer la tension transversale (cf. paragraphe 2.3.2.d).

L'échantillon ainsi traité est placé dans le porte-échantillon. Le tout est intégré dans le montage électrique représenté figure 2,39.

On observe à l'oscilloscope monté en différentiel, la différence de potentiel $\mathcal{U}$ entre un contact apposé sur la couche métallique et le point milieu d'un potentiomètre monté en parallèle avec le barreau, de manière à ce que l'autre surface, dépourvue de dépôt, ne perturbe pas la mesure.

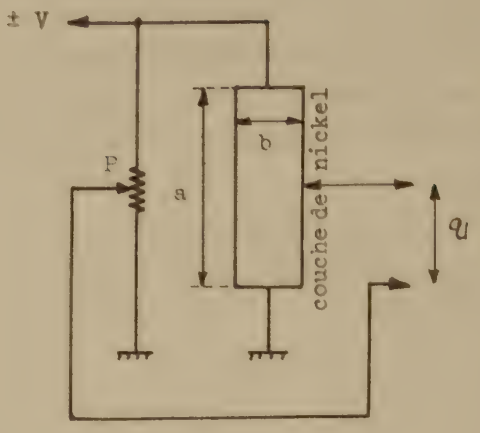



FIGURE 2,39 - Montage pour l'étude des états de surface à l'interface surface du semiconducteur - couche mince de Nickel . On observe la tension $\mathcal{U}$ entre le contact et le point milieu du potentiomètre P.

La démarche expérimentale est la suivante : on soumet l'échantillon au champ magnétique $B_z$ et on le polarise sous une tension +V. Le régime de magnétoconcentration s'instaure alors dans le barreau, ce qui provoque par exemple l'enrichissement en porteurs du volume sous-jacent à la surface supportant le dépôt métallique (puisque l'on sait que sa vitesse de recombinaison est demeurée inchangée après le dépôt, c'est-à-dire faible en raison du décapage initial subi par le barreau). Après stabilisation définitive de la tension $\mathcal{U}$, on inverse brutalement la tension de polarisation du barreau en passant de +V à -V, ce qui revient à faire passer la surface de *l'état enrichi* à *l'état appauvri* et à faire subir une variation notable de la barrière de potentiel en surface ; à partir de cet instant, considéré comme l'instant initial, on observe l'évolution temporelle de la tension $\mathcal{U}$, qui est directement liée à celle de la charge des états lents de surface. Cette opération peut s'effectuer en sens inverse en passant de -V à +V.

★ RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Nous représentons figure 2,40 deux courbes typiques de l'évolution temporelle de la tension $\mathcal{U}$ correspondant au passage (-V,+V) soit *appauvri→enrichi* (courbe a) et au passage (+V,-V) soit *enrichi→appauvri* (courbe b).

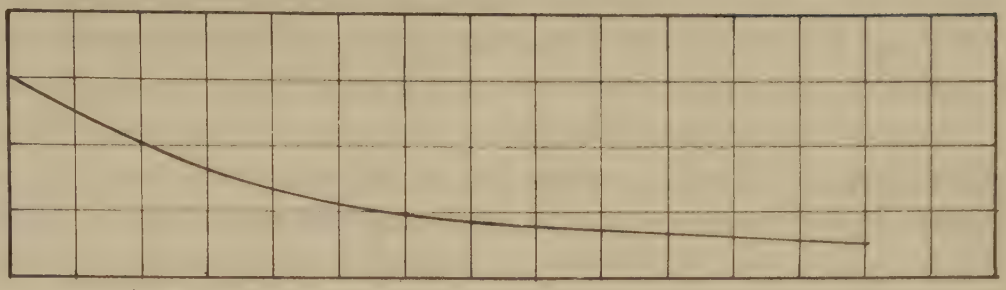
On constate que l'amplitude de la dérive est importante (de l'ordre de 300 mV pour une tension de polarisation longitudinale |V| de 20 V). Cela traduit le fait que l'évolution de la tension $\mathcal{U}$ rend compte du réarrangement des charges, entre états lents et volume du semiconducteur, sur toute l'étendue de l'interface Ni-Ge, dont la longueur, de l'ordre de 15 mm, est voisine de celle du barreau (20 mm), et qui n'est pas homogène.

Nous avons représenté figure 2,41 la courbe de la figure 2,40.a en coordonnées semilogarithmiques, c'est-à-dire que nous avons tracé la courbe Log $\mathcal{U}$ en fonction du temps t.

On remarque immédiatement que la dérive n'est pas exponentielle ; la *constante de temps apparente* croît avec le temps et évolue en "moyenne" de 5 à 20 s ; on observe un effet de traînage. L'hypothèse de KINGSTON et McWHORTER [24] permet d'expliquer ce comportement ; en fait, nous venons de le signaler, c'est de la contribution de tous les états lents de l'interface couche

FIGURE 2,40 - Allures typiques de l'évolution temporelle de la tension $\mathcal{U}$

a) passage (-V,+V) : le volume sous-jacent à la surface étudiée passe de l'état appauvri à l'état enrichi en porteurs libres pour $B_z$ = 0,8 T.



palier — Echelle { horizontale t : 1 s / division ; verticale $\mathcal{U}$ : 100 mV / division

b) passage (+V,-V) : passage de l'état enrichi à l'état appauvri pour $B_z$ = 0,8 T.

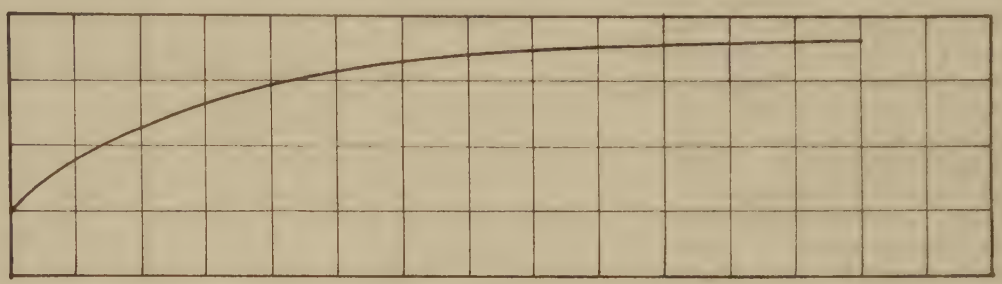
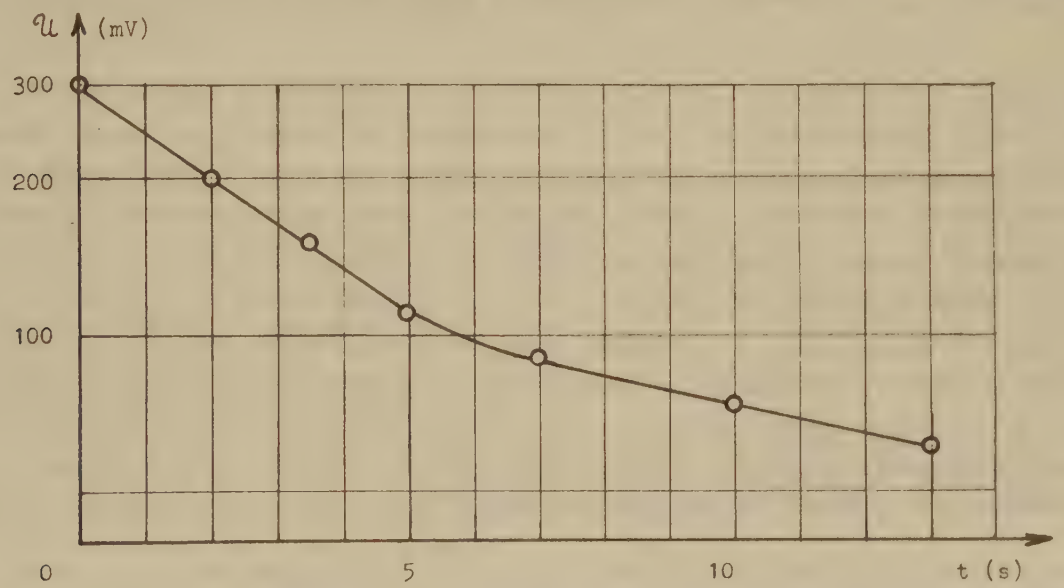


FIGURE 2,41 - Evolution temporelle de la tension $\mathcal{U}$ tracée en coordonnées semilogarithmiques (passage (-V,+V) soit passage *appauvri→enrichi*). On met ainsi en évidence la croissance de la *constante de temps apparente* avec le temps.




métallique - semiconducteur que rend compte l'évolution de la tension $\mathcal{U}$. L'interface, hétérogène (aussi bien en épaisseur qu'en surface), est la superposition d'une infinité de petits éléments homogènes, dotés d'états lents possédant un temps de relaxation bien déterminé, de sorte que la résultante globale, c'est-à-dire la dérive observée, peut s'exprimer sous la forme de la somme d'une infinité de fonctions exponentielles décroissantes :

$$\mathcal{U} = \sum_i u_i \cdot e^{-t/\tau_i} \quad , \qquad (2.44)$$

$u_i$ et $\tau_i$ étant l'amplitude et la constante de temps de la dérive associée à chaque élément homogène de l'interface (nous faisons abstraction, pour simplifier, d'éventuels termes continus dans

l'expression de $\mathcal{U}$, résultant du fait que les paliers correspondant à +V et -V ne coïncident pas généralement). Ce sont les termes de plus faibles constantes de temps qui interviendront les premiers, le traînage observé étant dû aux termes dotés des constantes de temps les plus longues. La stabilisation complète (apparente) excède la minute.

Moyennant l'hypothèse que la capture et l'émission d'une charge par un état lent s'effectuent avec des temps de relaxation voisins (ce qui est tout à fait plausible), nous allons montrer théoriquement et expérimentalement qu'il est possible de discriminer les états lents *plus rapides* des états lents *plus lents* en éliminant le traînage de ces derniers. La procédure utilisée est la suivante (figure 2,42) :

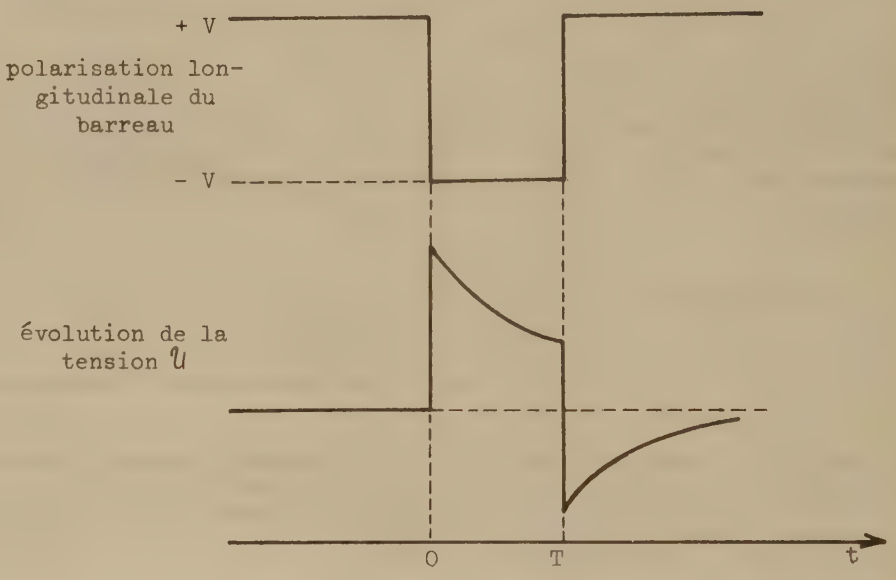



FIGURE 2,42 - Elimination du traînage des états lents *les plus lents*. Pour t < 0, la polarisation longitudinale du barreau est +V, la tension $\mathcal{U}$ est stabilisée. A l'instant t = 0, la polarisation du barreau est inversée (passage de +V à -V), et l'on reste dans cet état pendant un intervalle de temps T ; on observe l'évolution de $\mathcal{U}$ pour t ≥ T, instant auquel la polarisation +V est restituée.

la tension $\mathcal{U}$ étant stabilisée, on fait subir à la polarisation du barreau un *aller-retour*, c'est-à-dire que, si la polarisation était +V initialement par exemple, on passe *instantanément* (à l'échelle des phénomènes observés) à l'état -V puis on restitue *instantanément* la tension +V après être resté dans l'état -V pendant une durée T. Pendant l'intervalle de temps T, la surface se trouvant appauvrie, les états lents émettent des électrons dans le volume du semiconducteur, les plus rapides agissant les premiers ; une fois la polarisation +V restituée, la surface se trouve de nouveau enrichie, et les mêmes états lents qui avaient émis des électrons pendant l'intervalle de temps T, les captent de nouveau. Si l'on admet, pour simplifier, que, lors du passage +V à -V, chaque élément de l'interface crée une dérive élémentaire dotée d'une constante de temps et d'une amplitude égales à celles de la dérive qu'il crée lors du passage de -V à +V, l'expression de $\mathcal{U}$ s'écrit, en prenant pour origine des temps *l'aller* (passage +V,-V) :

$$\mathcal{U} = \sum_i \left( u_i \, e^{-t/\tau_i} - u_i \, e^{-(t-T)/\tau_i} \cdot 1(t-T) \right) \qquad (2.45)$$

avec : $1(t) = 1$ pour $t \geq 0^+$, et $1(t) = 0$ pour $t < 0^+$ .

L'évolution de $\mathcal{U}$ après l'instant T traduit la capture des électrons, émis pendant l'intervalle de temps T, par les états lents.

Pour t > T, et si l'on pose : $t-T = \theta$, l'expression 2.45 devient :

$$\mathcal{U} = \sum_i u_i \, e^{-\theta/\tau_i} \left( e^{-T/\tau_i} - 1 \right) \quad . \qquad (2.46)$$

On obtient la somme des termes de l'expression 2.44 pondérées par le facteur $e^{-T/\tau_i} - 1$ ; on constate que plus l'intervalle de temps T est court, plus le poids des termes dotés de faibles constantes de temps est important. Cette opération permet donc d'éliminer les traînages et favorise l'observation de la relaxation des états lents intervenant plus rapidement. Evidemment à la limite si $T \to 0$, alors $\mathcal{U} \to 0$.

Nous représentons figure 2,43 l'évolution de la tension $\mathcal{U}$ observée, après avoir fait subir des "aller-retour" à la polarisation du barreau, pour T = 0,1 s ; 0,5 s ; 1 s ; et pour T "infini" c'est-à-dire grand devant la durée des phénomènes observés.

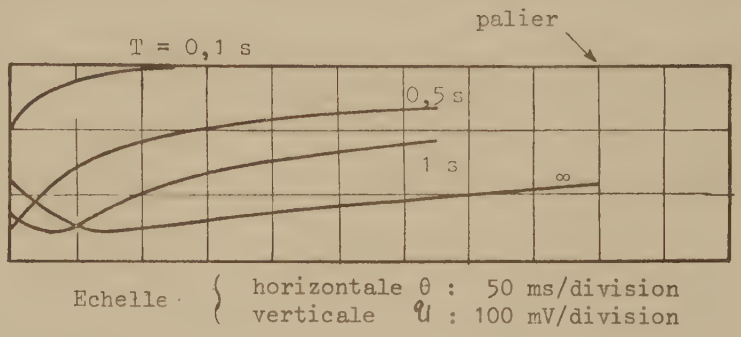



FIGURE 2,43 - Evolution de la tension $\mathcal{U}$ entre le contact et le point milieu du potentiomètre après avoir fait subir des "aller-retour" à la polarisation longitudinale du barreau.

Pour T = 1 s et T = ∞, on observe d'abord une augmentation de $\mathcal{U}$ : cet effet est probablement dû au caractère hétérogène de la couche mince. On constate, en accord avec l'analyse précédente, que l'évolution de $\mathcal{U}$ est d'autant plus rapide que T est plus court, tandis que son amplitude totale va en décroissant, la contribution des termes de constante de temps supérieure à T étant éliminée (voir expression 2.46).

REMARQUES

1. Nous avons observé une très légère dérive de la tension $\mathcal{U}$ après inversion de la polarisation du barreau en l'absence de champ magnétique, c'est-à-dire en l'absence de magnetoconcentration ; elle est due au caractère inhomogène du dépôt, de sorte que lorsqu'on applique une tension aux bornes du barreau, il existe une différence de potentiel entre la couche de Nickel et le volume du semiconducteur. Ainsi le film d'oxyde est soumis à un champ électrique, dont l'inversion brutale (intervenant lors de l'inversion de la polarisation du barreau) crée une perturbation en surface analogue à celle créée dans les expériences d'effet de champ. En fait la dérive ainsi observée pour $B_Z$ nul est négligeable devant celle en présence du champ magnétique, c'est-à-dire de l'E.M.S.
2. La capacité parasite entre le contact (soit la couche métallique) et le semiconducteur ne risque pas de perturber la mesure ; en effet, son ordre de grandeur (1 nF) conduit à des transitoires n'excédant pas 1 ms (l'impédance des entrées différentielles de l'oscilloscope valant 1 MΩ).
3. On peut appliquer cette méthode à l'étude, entreprise dans le laboratoire [30], du comportement des surfaces de semiconducteur baignant dans divers milieux électrolytes. La dispersion des résultats ne nous a pas permis, pour l'instant, d'en tirer une interprétation rigoureuse.

L'étude de la tension transversale d'un barreau de semiconducteur soumis à un déséquilibre thermodynamique, nous a permis de dégager les effets tant en volume (DEMBER) qu'en surface (P.M.S.) résultant d'un tel déséquilibre et de proposer une méthode nouvelle d'analyse de la relaxation des états lents de surface.

Dans le but de compléter et d'affiner certains résultats relatifs au P.M.S. et aux résistances de contact en particulier, nous nous proposons maintenant de faire l'étude de la conduction transversale dans ces mêmes conditions ; elle nous conduira à mettre en évidence d'autres phénomènes, résultant en particulier de l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur le taux d'occupation de niveaux énergétiques profonds.

CHAPITRE 3

# ETUDE DE LA CONDUCTION TRANSVERSALE

## 3.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est schématisé figure 3,1. Nous reprenons le porte-échantillon utilisé pour la mesure de la tension transversale $V_{1/2}$ (voir chapitre 2). On attaque l'*un* des deux contacts à l'aide d'un générateur de tension continue (E) à travers une résistance R (de 100 kΩ environ). Nous nous proposons d'étudier la caractéristique $I_c(V_T)$, $I_c$ étant le *courant transversal* ainsi imposé, et $V_T$ la tension entre le contact et la masse.

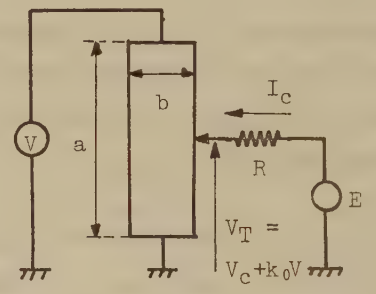



FIGURE 3,1 - Montage expérimental pour l'étude de la conduction transversale.

Il est évident que, lorsque le barreau est polarisé *longitudinalement* (sous une tension V), les caractéristiques $I_c(V_T)$ ne passent pas par l'origine ($I_c = 0$, $V_T = 0$). Nous avons montré expérimentalement que, en l'absence de champ magnétique, soit du régime de magnétoconcentration, le seul effet de la polarisation longitudinale du barreau était de translater les caractéristiques $I_c(V_T)$ selon l'axe des tensions d'une grandeur égale à $k_0V$, $k_0V$ étant la tension mesurée entre le contact et la masse en circuit ouvert pour $I_c = 0$ ($k_0$ est de l'ordre de 1/2 si le contact est apposé au "milieu" du barreau). C'est pourquoi toutes caractéristiques seront ramenées à l'origine, même en présence de la magnétoconcentration. Autrement dit, nous nous bornerons à représenter et à faire l'étude des caractéristiques $I_c(V_c)$ avec $V_c = V_T - k_0V$, $k_0V$ étant considéré comme une tension de référence. Cela revient à faire l'hypothèse de superposition des états, qui n'est applicable en toute rigueur qu'aux systèmes linéaires. Son application est justifiée dans notre cas du fait que le courant transversal $I_c$ n'excède jamais le dixième du courant principal longitudinal.

Il est important de noter que notre étude de la conduction transversale s'effectue par le biais d'un seul contact apposé sur une des deux grandes faces du barreau, alors que les mesures

de conduction transversale s'effectuent traditionnellement en apposant deux contacts sur chacune des deux grandes faces du barreau [5 p.47]. Nous avons adopté le montage de la figure 3,1 dans le but de particulariser le comportement d'une des surfaces en présence du déséquilibre thermodynamique, alors que l'expérimentation du montage en usage ne nous aurait fourni que des indications "moyennes" relatives aux deux surfaces qui sont soumises à des conditions de déséquilibre thermodynamique très différentes sous l'effet de magnétoconcentration (rappelons que si l'une des deux surfaces est enrichie en porteurs, l'autre est au contraire appauvrie).

## 3.2. INFLUENCE D'UN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE SUR LA CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION D'UN CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

### 3.2.1. ANALYSE THEORIQUE

Le transport du courant dans les barrières métal-semiconducteur est dû essentiellement aux porteurs majoritaires contrairement aux jonctions p-n [21 p.378]. Il existe principalement trois approches théoriques différentes pour déterminer la caractéristique courant-tension d'un contact métal-semiconducteur [21 p.378 et suivantes].

★ THEORIE DE L'EMISSION THERMOIONIQUE DE BETHE

Cette théorie est basée sur l'équation classique de l'émission thermoionique. Elle permet de calculer le flux total des porteurs majoritaires capables de franchir la barrière de potentiel en surface. Elle s'appuie sur les hypothèses suivantes : la hauteur de la barrière est grande devant kT ; on néglige les collisions de porteurs avec le réseau dans la zone de charge d'espace (c'est-à-dire que la largeur de cette dernière est inférieure au libre parcours moyen des porteurs). La densité totale de courant s'écrit [21 p.381] :

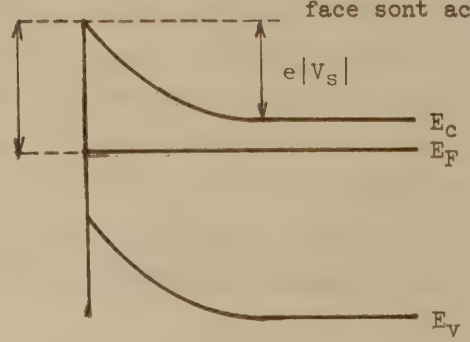
$J = J_{ST}\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - 1\right]$ où $J_{ST}$ est la densité de courant de saturation :

$J_{ST} = A\,T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right)$ ; A est la constante de RICHARDSON : $A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}$

(e est la charge de l'électron, $m^*$ la masse effective de l'électron, h la constante de PLANCK).

$e\phi = -eV_s + E_c - E_F$, dans le cas où les porteurs majoritaires sont les électrons, les états de surface étant du type accepteur ($V_s < 0$) (voir figure 3,2) ; c'est d'ailleurs le seul cas traité dans la littérature à notre connaissance. Le courant inverse tend vers une valeur limite $J_{ST}$ indépendante de $V_c$.

FIGURE 3,2 - Structure des bandes à la surface (du type P) d'un semiconducteur dont le volume est du type N. Les états de surface sont accepteurs.



★ THEORIE DE DIFFUSION ETABLIE PAR SCHOTTKY

Elle consiste à calculer le courant de majoritaires du semiconducteur dans la zone de charge d'espace, qui dépend du champ local et du gradient de densité. La hauteur de barrière est supposée grande devant kT ; par contre, l'effet des collisions des porteurs dans la zone de charge d'espace n'est évidemment plus négligé. On obtient une densité totale de courant [21 p.382] :

$$J = J_{SD}\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - 1\right] \quad \text{avec : } J_{SD} = \left\{\frac{e^2 D_n N_c}{kT}\left[\frac{-e(V_s+V_c)8\pi N_D}{\varepsilon_0\,\varepsilon_r}\right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-e\phi}{kT}\right)\right\} ,$$

$N_c$ : densité de cases ramenée au bas de la bande de conduction ;

$N_D$ : densité d'impuretés donatrices dans le semiconducteur (type N) ;

$J_{SD}$ dépend de $V_c$ contrairement à $J_{ST}$.

★ THEORIE DE LA DIFFUSION-EMISSION THERMOIONIQUE

Elle constitue une synthèse des théories précédentes [21 p.382].

Nous avons vu que le courant traversant un contact métal-semiconducteur est essentiellement un courant de majoritaires. En fait, pour de fortes tensions directes, le taux d'injection des porteurs minoritaires n'est plus négligeable. SCHARFETTER a calculé le courant des minoritaires en évaluant leur densité à l'entrée du volume homogène du semiconducteur, le contact étant polarisé [31]. Signalons enfin que RHODERICK a publié un article de synthèse [32] des divers processus physiques déterminant la caractéristique courant-tension d'un contact métal-semiconducteur.

A la lumière de cette rapide revue des diverses théories sur le contact métal-semiconducteur, on peut constater que, dans la mesure où la barrière de potentiel en surface du semiconducteur n'est pas modifiée en présence du métal, ce qui est généralement le cas en présence des états de surface (voir chapitre 2), la caractéristique courant-tension du contact métal-semiconducteur est indépendante du métal et ne dépend essentiellement que des caractéristiques de la surface du semiconducteur. Le rôle du métal est de fournir les porteurs et d'imposer de l'extérieur la polarisation de la surface du semiconducteur par rapport à son volume. Dans la suite de ce chapitre, nous parlerons néanmoins de *contact métal-semiconducteur* pour fixer concrètement les idées, sans pour autant oublier que, dans notre esprit, le métal ne joue qu'un rôle auxiliaire et que le comportement de notre structure ne dépend que des propriétés de l'ensemble "surface-semiconducteur".

Dans notre cas où le semiconducteur est intrinsèque, on ne peut parler de porteurs majoritaires. C'est pourquoi nous calculerons le courant d'électrons et de trous en déterminant leur densité à l'entrée du volume homogène. Nous exposerons une première méthode basée sur l'assimilation du contact à une diode p-i (la surface étant du type P). Nous présenterons en outre une deuxième méthode, reprenant le raisonnement utilisé pour le calcul du potentiel magnétovoltaïque de surface (P.M.S., paragraphe 2.3.2).

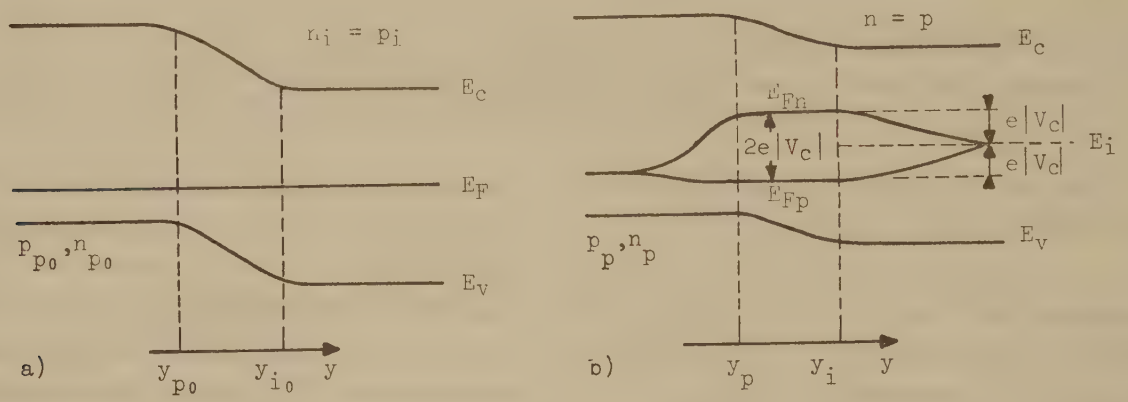
Nous allons d'abord exposer les deux méthodes dans le cas où le volume sous-jacent au contact est en équilibre thermodynamique (sans polarisation extérieure du contact). Nous examinerons ensuite l'effet d'un déséquilibre thermodynamique.

a) VOLUME SOUS-JACENT EN EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

☆ PREMIERE METHODE

Nous assimilons le contact à une diode p-i. Nous représentons figure 3,3.a le diagramme d'énergie de l'électron, la diode étant à l'équilibre. Nous traitons le problème à une dimension selon la direction y.

FIGURE 3,3 - Structure de bandes d'une jonction p-i
a) à l'équilibre
b) soumise à une polarisation extérieure $V_c$ ($V_c$ compté de p par rapport à i est ici positive).




Les densités de trous et d'électrons sont $p_{p_0}$ et $n_{p_0}$ du côté p, $p_i$ et $n_i = p_i$ du côté intrinsèque. Ces densités prennent les valeurs respectives $p_p$, $n_p$, p, n lorsque la diode est polarisée sous une tension $V_c$ (figure 3,3.b). Nous ferons les hypothèses suivantes :

. la transition entre la zone de charge d'espace et les parties homogènes de la diode est brutale et s'effectue selon une frontière bien déterminée (en $y_{p_0}$ et $y_{i_0}$ pour la diode au repos, en $y_p$ et $y_i$ pour la diode polarisée) ;

. l'épaisseur de la zone de charge d'espace est très faible devant la longueur de diffusion des porteurs. On peut donc supposer que les pseudo-niveaux de FERMI des électrons et des trous, lorsque la diode est polarisée, sont invariants dans cette zone, où l'on néglige de même tout effet de génération ou de recombinaison des porteurs, ce qui signifie que le temps de transit des porteurs dans la zone de charge d'espace est faible devant leur durée de vie (l'influence de la recombinaison et de la génération de porteurs dans la zone de charge d'espace d'une diode p-n est examinée par BERNARD [33 p.131]) ;

. les parties homogènes de la diode sont supposées électriquement neutres (cf. § 2.3.1.b) de sorte que : $p_p - p_{p_0} = n_{p_0} - n_{p_0}$ et n = p (en excluant l'influence d'éventuels niveaux situés dans la bande interdite) ;

. la densité de porteurs minoritaires injectés côté p est faible devant la densité des majoritaires. Autrement dit, le pseudo-niveau de FERMI des trous du côté p possède quasiment la même position relative dans la bande interdite que le niveau de FERMI de la diode au repos et sa courbure est négligeable devant celle du pseudo-niveau de FERMI des électrons (cf. fig.3,3.b).

On en déduit : $E_i - E_{F_p} = eV_c$ en $y = y_i$ ; de sorte que l'on peut écrire à l'entrée de la partie intrinsèque :

$$p \# p_{p_0} \exp\left(e\,\frac{V_c-\phi_0}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) \qquad (3.1)$$

où $\phi_0$ est la hauteur de la barrière de potentiel de la diode au repos.

Puisque $n = p$ à l'entrée de la partie intrinsèque (neutralité), on peut écrire : $E_{F_n} - E_i = E_i - E_{F_p}$. On a donc : $E_{F_n} - E_{F_p} = 2\,e\,V_c$ pour $y_p \le y \le y_i$ ; par suite :

$$n_p = n_{p_0} \exp\left(\frac{2\,e\,V_c}{kT}\right) . \qquad (3.2)$$

D'où les excès de porteurs se présentant à l'entrée des parties homogènes :

côté p ($y = y_p$) : $$p_p - p_{p_0} = n_p - n_{p_0} = n_{p_0}\left(\exp\left(\frac{2\,e\,V_c}{kT}\right) - 1\right) ; \qquad (3.3)$$

côté i ($y = y_i$) : $$p - p_i = n - n_i = n_i\left(\exp\left(\frac{e\,V_c}{kT}\right) - 1\right) . \qquad (3.4)$$

Nous allons maintenant déterminer la répartition de ces excès de porteurs dans les parties p et i. Plus généralement, considérons un milieu semiconducteur quelconque, doté d'électrons et de trous de densités n(y) et p(y) (nous traitons le problème selon la direction y), de même durée de vie $\tau$ (on exclut la présence de pièges) ; à l'équilibre, le matériau est homogène et les densités d'électrons et de trous $n_0$ et $p_0$ sont constantes. Les équations de continuité nous permettent d'écrire (cf. équations 2.15), en régime permanent :

$$-\frac{n-n_0}{\tau} + \mu_n E_y \frac{\partial n}{\partial y} + \mu_n \cdot n \frac{\partial E_y}{\partial y} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = 0 \quad ; \quad -\frac{p-p_0}{\tau} - \mu_p E_y \frac{\partial p}{\partial y} - \mu_p \cdot p \frac{\partial E_y}{\partial y} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0 \quad ; \qquad (3.5)$$

où $E_y$ est le champ électrique local.

On peut éliminer les termes en $\partial E_y/\partial y$, soit, puisque $n-n_0 = p-p_0$ (donc $\partial n/\partial y = \partial p/\partial y$) :

$$-\frac{n-n_0}{\tau} - \mu_a E_y \frac{\partial n}{\partial y} + D_a \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = 0 \qquad (3.6)$$

où $\mu_a = \dfrac{\mu_n\mu_p(n-p)}{n\mu_n + p\mu_p}$ est la mobilité ambipolaire et $D_a = \dfrac{D_n D_p (n+p)}{nD_n + pD_p}$ est le coefficient de diffusion ambipolaire.

Pour un semiconducteur du type n : $\mu_a = \mu_p$ ; $D_a = D_p$ .

Pour un semiconducteur du type p : $\mu_a = -\mu_n$ ; $D_a = D_n$ .

Autrement dit, la distribution des porteurs dans un semiconducteur dopé est décrite par l'équation de répartition relative aux porteurs minoritaires (équations 3.5).

Dans un semiconducteur intrinsèque : $\mu_a = 0$ ; $D_a = \dfrac{2\,D_n D_p}{D_n + D_p} = D$ .

La solution générale de l'équation 3.6 s'écrit : $n - n_0 = A \exp\left(\dfrac{y}{L_D^+}\right) + B \exp\left(-\dfrac{y}{L_D^-}\right)$ ,

si $E_y$ ainsi que $\mu_a$ et $D_a$ sont supposés constants (ou faiblement variables), avec :

$$\frac{1}{L_D^{\pm}} = \frac{1}{2D_a}\left(\sqrt{\mu_a^2 E_y^2 + \frac{4D_a}{\tau}} \pm \mu_a E_y\right) . \qquad (3.7)$$

Revenons au cas de la diode ; du côté intrinsèque $\mu_a = 0$, donc : $L_D^+ = L_D^- = L = \sqrt{D\,\tau_i}$ ($\tau_i$ : durée de vie des électrons et des trous côté intrinsèque). Du côté dopé, le champ électrique est très faible, de sorte que l'on peut le négliger dans l'équation 3.7 : $\mu_n E_y \tau \ll \sqrt{D_n\,\tau}$ ($\mu_a = -\mu_n$ et $D_a = D_n$) ; en effet, en raison de la grande densité de trous, il suffit d'un champ électrique très faible pour créer un courant électrique du même ordre de grandeur que les courants de diffusion, ainsi que nous le préciserons plus loin dans ce paragraphe. Donc, dans la zone p, on a : $L_D^+ = L_D^- = L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ ($\tau_n$ : durée de vie des électrons et des trous côté p).

Les constantes d'intégration A et B peuvent être déduites (du côté dopé et du côté intrinsèque) des conditions aux limites en $y = y_p$ et $y = y_i$ (équations 3.3 et 3.4) et en supposant la longueur des zones homogènes (selon y) grandes devant les longueurs de diffusion (A est donc nul côté i, et B côté p).

On peut alors trouver deux expressions de la densité totale de courant i de la diode en l'exprimant soit en $y = y_p$, soit en $y = y_i$, sous la forme des sommes de courants de diffusion et de conduction des électrons et des trous, $i_n$ et $i_p$ : $i = i_n + i_p$ avec, l'axe Oy étant orienté de p vers i :

en $y = y_p$ :

$$\begin{aligned} i_n &= e\frac{D_n}{L_n} n_{p0}\left(\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_n\, n_p\, E_y(y_p) \\ i_p &= -e\frac{D_p}{L_n} n_{p0}\left(\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_p\, p_p\, E_y(y_p) \end{aligned} \quad ; \qquad (3.8)$$

en $y = y_i$ :

$$\begin{aligned} i_n &= -e\frac{D_n}{L} n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_n\, n\, E_y(y_i) \\ i_p &= e\frac{D_p}{L} n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_p\, n\, E_y(y_i) \end{aligned} \quad . \qquad (3.9)$$

Le champ électrique $E_y$ régnant à l'entrée des zones homogènes (en $y_i$ et $y_p$) est évidemment beaucoup plus faible que le champ électrique dans la zone de transition. Il est néanmoins suffisant pour créer des courants de conduction du même ordre de grandeur que les courants de diffusion, bien qu'il n'influence pratiquement pas la répartition des porteurs dans les zones homogènes. Le rôle de ce champ est généralement négligé dans la littérature traitant du courant dans la diode p-n.

Mais, puisqu'on néglige la recombinaison et la génération de porteurs dans la zone de charge d'espace :

$$i_n(y_p) = i_n(y_i) \quad ; \qquad (3.10)$$

$$i_p(y_p) = i_p(y_i) \quad . \qquad (3.11)$$

Si l'on néglige le terme de conduction électronique dans l'expression de $i_n(y_p)$, l'équation 3.10 nous donne : $$E_y(y_i) = \frac{D_n}{n\,\mu_n}\left(\frac{n_i}{L}\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + \frac{n_{p0}}{L_n}\left(\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right)-1\right)\right) .$$

Reportant $E_y(y_i)$ dans 3.11, on obtient : $$E_y(y_p) = \frac{2\,D_p}{\mu_p p_p}\left(\frac{n_i}{L}\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + \frac{n_{p0}}{L_n}\left(\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right)-1\right)\right).$$

On constate que le champ électrique côté dopé est beaucoup plus faible que le champ électrique côté intrinsèque ; cela confirme ce que nous avons dit plus haut et justifie le fait d'avoir négligé le terme $e\mu_n \cdot n_p \cdot E_y(y_p)$ devant le terme $e\mu_n \cdot n \cdot E_y(y_i)$ dans l'équation 3.10.

On en déduit la densité totale de courant de la diode p-i :

$$i = i_n + i_p = 2\,e\,\frac{D_p}{L}\cdot n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\frac{D_n+D_p}{L_n}\cdot n_{p_0}\left(\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right)-1\right) \quad . \qquad (3.12)$$

En polarisation inverse ou pour les faibles polarisations directes, on peut écrire, pour $n_{p_0} \ll n_i$ (côté p très dopé) :

$$i \;\#\; i_p \;\#\; 2e\,\frac{D_p}{L}\cdot n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) \quad . \qquad (3.13)$$

☆ DEUXIEME METHODE

Nous reprenons le raisonnement utilisé pour le calcul du potentiel magnétovoltaïque de surface (P.M.S. § 2.3.2.b). Nous avions calculé la différence de potentiel $\delta V_s$ apparaissant aux bornes du contact métal-semiconducteur lorsqu'on créait un excès ou défaut de porteurs dans le volume du semiconducteur [équation 2.36 : $\delta V_s = \frac{kT}{e}\,\mathrm{Log}((n_i+\delta n)/n_i)$ ; rappelons que cette expression n'est applicable que si la barrière de potentiel en surface $|V_s|$ est grande devant kT et si la charge des états de surface reste inchangée]. Si l'on polarise le contact par rapport au semiconducteur à l'aide d'un générateur extérieur, on crée de même un excès (polarisation directe) ou défaut (polarisation inverse) de porteurs, de sorte que la densité d'électrons et de trous à l'entrée de la zone homogène (frontière entre la zone de charge d'espace et le volume homogène) est $n \neq n_i$.

Nous admettrons que l'on peut encore utiliser la formule 2.36 que l'on avait déduite pour une densité totale de courant nulle. En fait, cela revient simplement à supposer, comme dans la première méthode, que l'épaisseur de la zone de charge d'espace est très faible devant la longueur de diffusion et que, par conséquent, même en présence d'un courant non nul, les quasi-niveaux de FERMI des électrons et des trous sont rectilignes dans la zone de charge d'espace. Si la polarisation est $V_c$ (comptée du métal par rapport au semiconducteur) :

$$V_c = \frac{kT}{e}\,\mathrm{Log}\,\frac{n}{n_i} \qquad \text{(surface du type p)} \qquad (3.14)$$

soit : $n = n_i\,\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)$ (on suppose que la charge des états de surface reste inchangée).

L'excès de porteurs se présentant à l'entrée du volume intrinsèque s'écrit donc :

$$n - n_i = n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) \quad . \qquad (3.15)$$

Si $E_e$ est le champ électrique en ce point, on déduit la densité de courant totale i, sous la forme des sommes de courants de diffusion et de conduction des électrons et des trous, $i_n$ et $i_p$ : $i = i_n + i_p$, avec (le courant étant compté positivement du métal vers le semiconducteur) :

$$i_n = -\,e\,\frac{D_n}{L}\,n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_n\,n\,E_e \quad ; \quad i_p = e\,\frac{D_p}{L}\,n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) + e\,\mu_p\,n\,E_e. \qquad (3.16)$$

Pour calculer $E_e$ nous ferons l'hypothèse simplificatrice que le taux d'injection est unité, c'est-à-dire que le courant total n'est autre que le courant de trous. Donc :

$$i_n = 0 \qquad \text{et :} \qquad E_e = \frac{D_n}{\mu_n L}\cdot\frac{n_i}{n}\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) \quad . \qquad (3.17)$$

D'où :

$$i = i_p = 2\,e\,\frac{D_p}{L}\cdot n_i\left(\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)-1\right) \quad . \qquad (3.18)$$

Nous obtenons donc par deux méthodes différentes la même expression du courant. Ce résultat est logique du fait que les deux calculs sont basés sur des hypothèses similaires ; en particulier dans les deux cas l'essentiel du courant est transporté par les trous.

b) VOLUME SOUS-JACENT EN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

☆ PREMIERE METHODE

Dans la partie intrinsèque de la diode, la densité des électrons et des trous est maintenant égale à $n_i^* \neq n_i$ (en l'absence de toute polarisation électrique imposée de l'extérieur). Les quasi-niveaux de FERMI des électrons et des trous sont évidemment symétriques par rapport au niveau intrinsèque $E_i$. Du côté dopé, on suppose encore que la position relative du quasi-niveau de FERMI des trous est inchangée. La situation est résumée sur le diagramme énergétique de la figure 3,4, dans le cas où $n_i^* > n_i$.

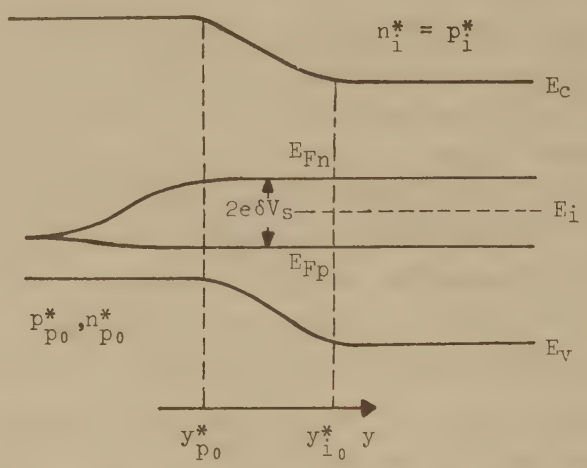



FIGURE 3,4 - Diagramme d'énergie de la jonction p-i, un excès uniforme de porteurs étant imposé côté intrinsèque.

Il est clair que le déséquilibre créé dans la zone intrinsèque provoque une autopolarisation de la diode (de p par rapport à i) : $\delta V_s = \frac{1}{e}(E_i - E_{F_p})$.

Or : $n_i^* = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{F_p}}{kT}\right)$ donc : $\delta V_s = \frac{kT}{e} \text{Log} \frac{n_i^*}{n_i}$ ; on retrouve l'expression du P.M.S. (cf. équation 2.36).

A l'entrée du côté dopé, la densité d'électrons est $n^*_{p_0}$ (en $y = y^*_{p_0}$) :

$$n^*_{p_0} = n_{p_0} \exp\left(\frac{E_{F_n} - E_{F_p}}{kT}\right) = n_{p_0}\left(\frac{n_i^*}{n_i}\right)^2 = n_{p_0} \exp\left(\frac{2e\delta V_s}{kT}\right) .$$

Si l'on polarise la diode à l'aide d'un générateur extérieur, la différence de potentiel totale de p par rapport à i étant $V_c$, les formules 3.1 et 3.2 s'appliquent de nouveau :

$$n_p = n_{p_0} \exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right) \quad \text{et} \quad n = n_i \exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right)$$

$n_p$ est la densité d'électrons à l'entrée de la zone p en $y = y^*_p$, n la densité d'électrons et de trous à l'entrée de la zone intrinsèque en $y = y^*_i$ (figure 3,5, page 67).

D'où les excès de porteurs se présentant à l'entrée des parties homogènes, sous l'effet de la polarisation extérieure, par rapport aux densités pré-établies en présence du déséquilibre thermodynamique :

. côté p ($y = y^*_p$) : $$p_p - p^*_{p_0} = n_p - n^*_{p_0} = n_{p_0}\left[\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{2e\delta V_s}{kT}\right)\right] ;$$

. côté i ($y = y^*_i$) : $$p - p_i^* = n - n_i^* = n_i\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right] .$$

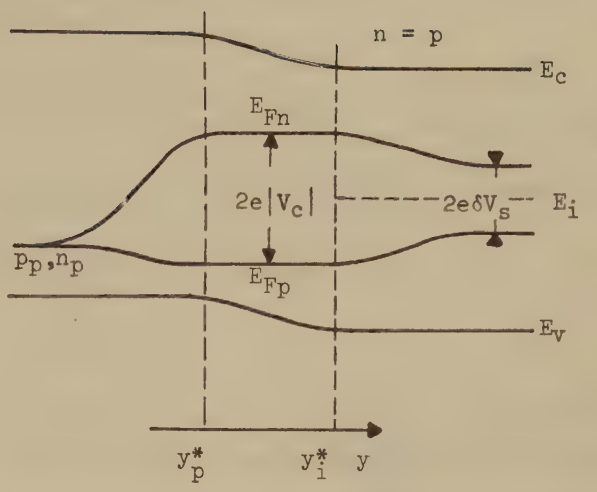



FIGURE 3,5 - Diagramme d'énergie de la jonction p-i soumise à une polarisation extérieure, un excès uniforme de porteurs étant initialement imposé côté intrinsèque.

On en déduit les sommes des courants de diffusion et de conduction des électrons et des trous, $i_n$ et $i_p$, exprimées en $y_p^*$ et $y_i^*$ (rappelons que les courants sont comptés positivement de p vers i) :

en $y = y_p^*$ :

$$i_n = e\frac{D_n}{L_n} n_{p_0}\left[\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{2e\delta V_s}{kT}\right)\right] + e\,\mu_n\, n_p\, E_y(y_p^*)$$

$$i_p = -e\frac{D_p}{L_n} n_{p_0}\left[\exp\left(\frac{2eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{2e\delta V_s}{kT}\right)\right] + e\,\mu_p\, p_p\, E_y(y_p^*) \quad ; \qquad (3.19$$

en $y = y_i^*$ :

$$i_n = -e\frac{D_n}{L} n_i\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right] + e\,\mu_n\, n\, E_y(y_i^*)$$

$$i_p = e\frac{D_p}{L} n_i\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right] + e\,\mu_p\, n\, E_y(y_i^*) \quad . \qquad (3.20$$

La conservation des courants d'électrons et de trous dans la zone de charge d'espace exige $i_n(y_p^*) = i_n(y_i^*)$ ; $i_p(y_p^*) = i_p(y_i^*)$ . On en déduit la densité totale de courant traversant la diode, en faisant les mêmes approximations qu'au paragraphe a) :

$$i \;\#\; 2e\frac{D_p}{L} \cdot n_i\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right] \quad . \qquad (3.21)$$

☆ DEUXIEME METHODE

Nous avons toujours, si $V_c$ est la polarisation totale du contact métal-semiconducteur, pour la densité n d'électrons et de trous à l'entrée du volume intrinsèque : $n = n_i \exp(\frac{eV_c}{kT})$, ce qui donne un excès :

$$n - n_i^* = n_i\left[\exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right] \quad .$$

On en déduit, en suivant la même démarche qu'au paragraphe a), une densité de courant identique à celle obtenue par la première méthode.

c) DISCUSSION

Le calcul que nous venons d'effectuer montre que la relation courant-tension d'un contact métal-semiconducteur, le volume sous-jacent étant initialement à l'équilibre, peut s'écrire :

$$i = i_{s_0} \left( \exp\left(\frac{eV_c}{kT}\right) - 1 \right) \qquad (3.22)$$

avec $i_{s_0} = \frac{2eD_p}{L} \cdot n_i$ ; $i_{s_0}$ est le courant de saturation de la diode métal-semiconducteur ; i est évidemment nul si $V_c$ est nul.

En présence d'un déséquilibre thermodynamique pré-établi sous le contact :

$$i = i_s \left( \exp\left( \frac{e(V_c - \delta V_s)}{kT} \right) - 1 \right) \qquad (3.23)$$

avec :

$$i_s = i_{s_0} \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right) = i_{s_0} \frac{n_i^*}{n_i} \quad . \qquad (3.24)$$

On remarque, ainsi que nous l'avons énoncé plus haut, que i est nul pour $V_c = \delta V_s$, c'est-à-dire que la diode s'autopolarise en circuit ouvert. C'est le principe de la création du P.M.S.

De plus, le courant de saturation $i_s$ est modifié ; l'équation 3.24 montre que $i_s$ est proportionnel à la densité de porteurs dans le volume sous-jacent au contact (en dehors de la charge d'espace) ; la détermination expérimentale de $i_s$ constitue donc une mesure directe de l'excès relatif de porteurs sous le contact. Ainsi, *lorsque le volume est enrichi en porteurs* ($n_i^* > n_i$), *le courant de saturation augmente ; il diminue au contraire en cas d'appauvrissement.* De même, la mesure de la résistance dynamique du contact à courant continu nul nous permet de déduire l'état d'enrichissement ou d'appauvrissement en porteurs du volume ; en effet, à l'équilibre, la résistance dynamique du contact s'écrit :

$$R_{c_0} = \left(\frac{\partial V_c}{\partial i}\right)_{i=0} = \left(\frac{\partial V_c}{\partial i}\right)_{V_c=0} = \frac{kT}{ei_{s_0}} \qquad (3.25)$$

pour l'unité de surface du contact.

En présence du déséquilibre thermodynamique :

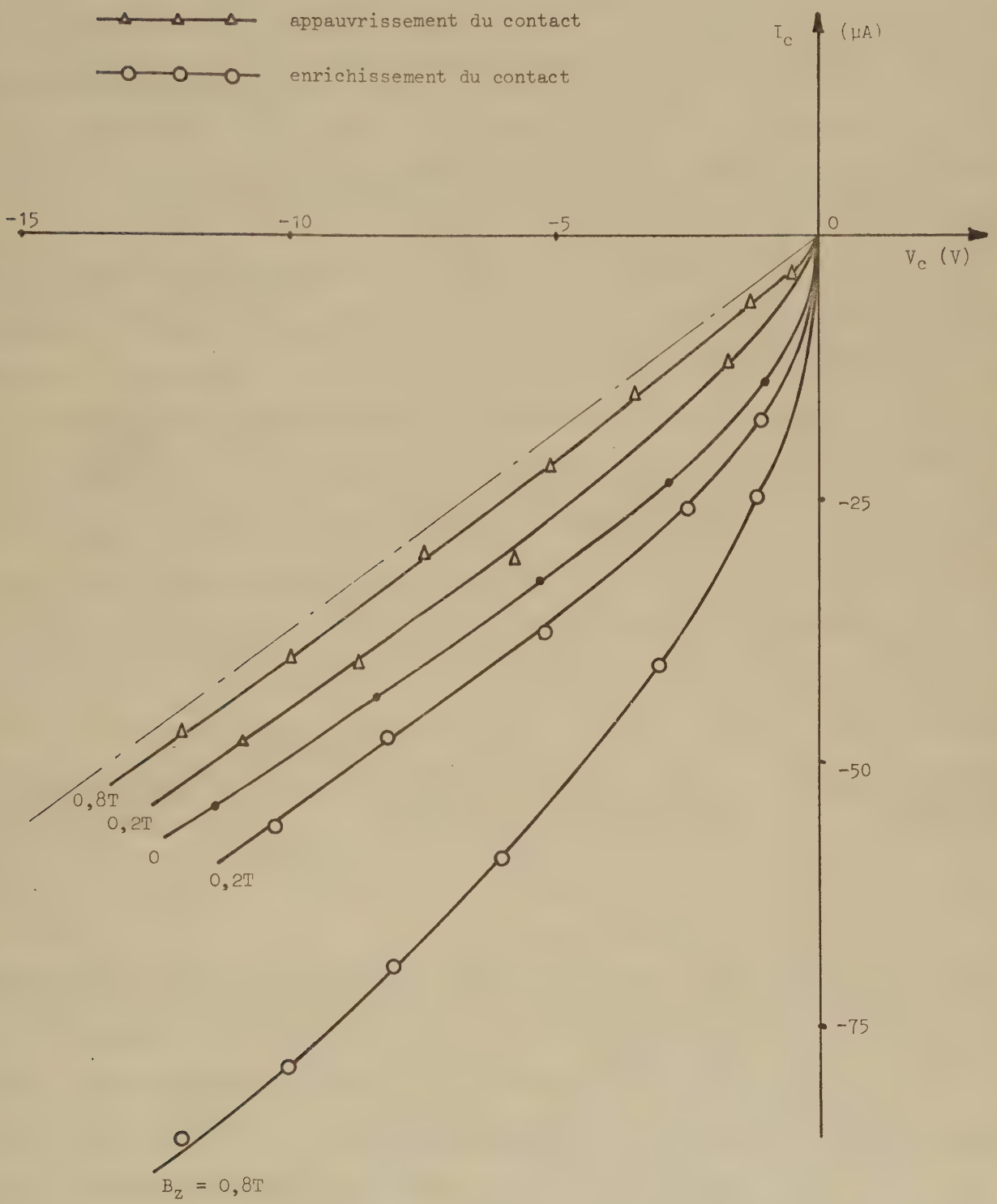
$$R_c = \left(\frac{\partial V_c}{\partial i}\right)_{i=0} = \left(\frac{\partial V_c}{\partial i}\right)_{V_c=\delta V_s} = \frac{kT}{ei_s} = R_{c_0} \cdot \frac{n_i}{n_i^*} \quad . \qquad (3.26)$$

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux relatifs à la caractéristique courant-tension du contact métal-semiconducteur, qui, associés à ceux décrivant le comportement des résistances de contact et exposés au chapitre 2, nous permettront de juger de la validité et des limites de la théorie que nous venons d'exposer.

### 3.2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX : CARACTERISTIQUE INVERSE DE LA DIODE METAL-SEMICONDUCTEUR

Nous avons tracé la caractéristique inverse de la diode métal-semiconducteur, le volume du barreau étant ou non soumis à un déséquilibre thermodynamique pré-établi (figure 3,6, page 69). Le déséquilibre est créé par effet de magnétoconcentration, le volume sous le contact étant soit enrichi, soit appauvri en porteurs libres (la surface mise en cause est évidemment décapée chimiquement).

FIGURE 3,6 - Réseau de caractéristiques inverses du contact métal-semiconducteur soumis à un déséquilibre thermodynamique.



Remarquons tout de suite que nous avons, dans tous les cas, "fait passer" les caractéristiques par l'origine ; or, nous avons vu, dans l'analyse précédente, qu'en présence d'un déséquilibre il n'en est rien ; en particulier pour i = 0, on sait que $V_c$ n'est pas nul mais prend la valeur $\delta V_s$. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que la création d'excès ou défauts de porteurs par effet de magnétoconcentration nécessite la polarisation du barreau sous une tension de plusieurs volts, que l'on retrouve partiellement au niveau du contact (réduite de moitié environ si le contact est au milieu du barreau) ; il serait illusoire de vouloir déceler dans les variations de la tension continue entre le contact et la masse, dues à l'établissement du déséquilibre thermodynamique, la tension $\delta V_s$ (c'est-à-dire le P.M.S.) ; elle ne peut guère excéder 100 mV (correspondant à un enrichissement ou un appauvrissement en porteurs dans le rapport 40 environ), d'autant plus que ces variations proviennent aussi des effets HALL et DEMBER et surtout des inhomogénéités de surface (cf. paragraphe 2.1.3).

Nous avons tracé la caractéristique inverse dans le but d'étudier le comportement du courant de saturation sous l'influence du déséquilibre thermodynamique. En fait, nous avons constaté expérimentalement l'absence de saturation du courant inverse ; cependant, la pente de la caractéristique $I_c(V_c)$ tend vers une limite fixe.

En vérité, la diode métal-semiconducteur réelle n'est jamais idéale, c'est-à-dire que sa relation courant-tension est différente de l'expression théorique que nous avons déduite au paragraphe 3.2.1.a, moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ; on peut néanmoins représenter la diode réelle à l'aide d'un schéma électrique équivalent, lui-même très simplifié, et correspondant au *fonctionnement continu* (figure 3,7) ; il est constitué d'une diode idéale D et d'un réseau de résistances représentant les éléments parasites intervenant logiquement dans la diode réelle. Nous négligeons les résistances du métal et de la partie homogène du semiconducteur, puisqu'en polarisation inverse c'est la diode métal-semiconducteur qui impose la caractéristique $I_c(V_c)$.

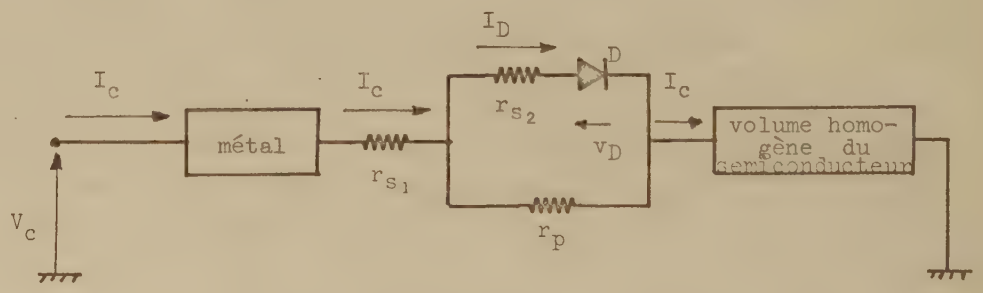



FIGURE 3,7 - Schéma électrique équivalent en continu du contact métal-semiconducteur.

$r_{s_2}$, résistance en série avec D, représente la somme de la résistance de la couche d'oxyde déposée sur la surface et de la résistance constituant la "composante ohmique" de la zone de barrière. $r_p$, en parallèle avec l'ensemble précédent, symbolise les courants de fuite en surface. $r_{s_1}$, en série avec le tout, n'est autre que la résistance entre le contact et la couche d'oxyde superficielle. L'hypothèse de superposition des états nous autorise, pour simplifier, à ignorer la tension de référence $k_0V$ et à remplacer $V_T$ par $V_c$ sur la figure 3,7.

Soient $I_D$ le courant traversant la diode idéale D et $v_D$ la tension à ses bornes. $I_c$ et $V_c$ sont les courant traversant la diode réelle et tension à ses bornes.

On a :

$$I_c = \frac{V_c}{r_p+r_{s_1}} + \frac{r_p}{r_p+r_{s_1}} I_D(v_D) \quad , \qquad (3.27)$$

la caractéristique $I_D(v_D)$ étant celle d'une diode idéale.

De plus : $v_D = (V_c - r_{s_1} I_c)\left(1 + \frac{r_{s_2}}{r_p}\right) - r_{s_2} I_c$ . Sous une forte tension inverse, on a : $I_D(v_D) = - I_{D_s}$ , $I_{D_s}$ étant le courant de saturation de la diode idéale D ; donc, en admettant que les résistances $r_p$, $r_{s_1}$ et $r_{s_2}$ restent constantes :

$$I_c = \frac{V_c}{r_p+r_{s_1}} - I_{D_s} \frac{r_p}{r_p+r_{s_1}} = \frac{V_c}{r_p+r_{s_1}} - I_{c_s} \quad . \qquad (3.28)$$

Ainsi, le courant réel mesuré en inverse est la superposition d'un courant constant $I_{c_s}$ et d'une composante de courant "ohmique". La composante constante $I_{c_s}$ peut être déduite graphiquement comme indiqué sur la figure 3,8.

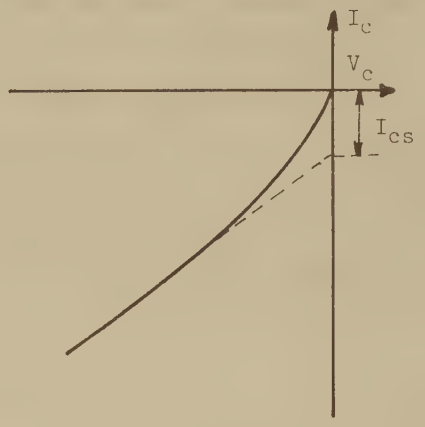



FIGURE 3,8 - Détermination du courant de saturation de la diode métal-semiconducteur.

Les courbes expérimentales obtenues figure 3,6 suivent bien ce comportement. Les valeurs expérimentales de $I_{c_s}$ ainsi déduites et qui sont proportionnelles au courant de saturation $I_{D_s}$ de la diode idéale, autorisent donc la mesure directe de l'excès ou défaut relatif de porteurs libres créés par effet de magnétoconcentration dans le volume sous-jacent au contact. On vérifie immédiatement que, en accord avec l'analyse théorique du paragraphe 3.2.1 (équation 3.24), $I_{c_s}$ augmente sous l'effet d'un enrichissement en porteurs (par rapport au courant $I_{c_{s_0}}$ correspondant à l'équilibre) et diminue en présence d'un appauvrissement. On trouve par exemple :

. pour $|B_z|$ = 0,8 T (V = 10 V) dans le cas de l'enrichissement : $I_{c_s}/I_{c_{s_0}} \# 4$ ,

. pour $|B_z|$ = 0,8 T (V = 10 V) dans le cas de l'appauvrissement : $I_{c_s}/I_{c_{s_0}} \# 1/5$ ,

ce qui signifie, d'après la théorie du paragraphe 3.2.1, que la densité des électrons et des trous sous le contact est multipliée par 4 dans un cas et divisée par 5 dans l'autre sous l'effet de magnétoconcentration.

Notons que la composante ohmique de $I_c$ et donc la résistance $r_p+r_{s_1}$, ne semble pas influencée par l'effet de déséquilibre thermodynamique. D'après les résultats expérimentaux de la figure 3,6, on trouve que $r_p+r_{s_1}$ vaut environ 270 kΩ pour le contact étudié. Plus généralement, $r_p+r_{s_1}$ se situe entre 200 et 500 kΩ environ.

REMARQUE - Nous avons observé, en cours de manipulation, des dérives du courant $I_c$ traversant le contact métal-semiconducteur s'étendant sur plusieurs minutes. Ces dérives sont dues à l'intervention des états lents de surface et il convient de relever le plus rapidement possible la caractéristique $I_c(V_c)$ avant que leur amplitude ne devienne trop importante. De telles expériences ne sont donc possibles que pour les échantillons dont le temps de relaxation des états lents de surface est supérieur à quelques minutes. C'est aussi sur de tels échantillons que les P.M.S. sont observables (§ 2.3.2.e).

### 3.2.3. CONSEQUENCES SUR LA MESURE DU P.M.S. ET DES RESISTANCES DE CONTACT

a) MESURE DU P.M.S.

Nous avons vu, au chapitre 2, que la mesure de la tension transversale $V_{1/2}$ est effectuée à l'aide d'un montage différentiel de très haute impédance d'entrée (1000 MΩ). On peut donc considérer, dans ces conditions, que le courant traversant les contacts métal-semiconducteur est pratiquement nul, soit $I_c \# 0$.

Nous allons maintenant examiner l'influence du caractère "non-idéal" du contact métal-semiconducteur sur l'effet magnétovoltaïque de surface (E.M.S.) dont nous déterminerons la contribution réelle à la tension transversale globale ; soit $\delta V_{s_r}$ cette contribution. $I_c$ étant nul, la résistance $r_{s_1}$ n'intervient plus dans le schéma électrique équivalent et la tension $\delta V_{s_r}$ mesurée est celle apparaissant aux bornes de la résistance $r_p$ (figure 3,9). Si $v_D$ est la tension apparaissant aux bornes de la diode idéale D, on a :

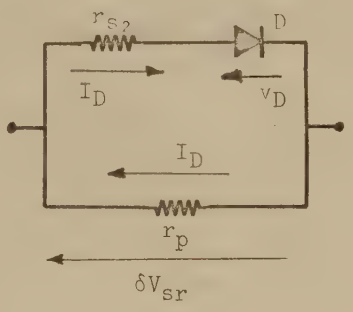



FIGURE 3,9 - Schéma électrique équivalent du contact en circuit ouvert.

$$v_D = - r_{s_2} I_D + \delta V_{s_r} \quad ,$$

$$\delta V_{s_r} = - r_p I_D \quad .$$

$$\text{D'où : } \delta V_{s_r} = \frac{r_p}{r_p + r_{s_2}} \cdot v_D \quad . \qquad (3.29)$$

La tension mesurée est donc plus faible que $v_D$; mais $v_D$ ne correspond pas au P.M.S. $\delta V_s$ intervenant dans la relation $I_D(v_D)$ de la diode et égal à $\frac{kT}{e} \text{Log}(n_i^*/n_i)$ (si $v_s^*$ et $v_s$ sont >> 1). $\delta V_s$ est la tension aux bornes de D lorsqu'aucun courant ne traverse la diode D idéale (en présence d'un déséquilibre thermodynamique). En réalité, un courant circule dans la boucle constituée par D, $r_{s_2}$ et $r_p$ en série et l'on a, d'après les équations 3.23 et 3.24 :

$$I_D = I_{D_{s_0}} \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\left\{ \exp\left(\frac{e(v_D - \delta V_s)}{kT}\right) - 1 \right\} = - \frac{v_D}{r_p + r_{s_2}} \quad . \qquad (3.30)$$

$v_D$ est donc solution d'une équation transcendante. La figure 3,10 résume la situation. Le point de fonctionnement se situe à l'intersection de la caractéristique de la diode et de la droite d'équation : $I_D = - v_D/(r_p + r_{s_2})$ .

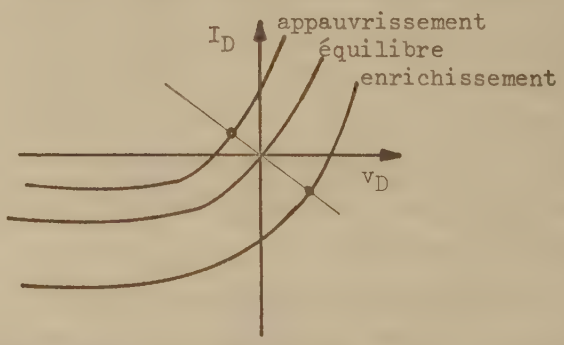



FIGURE 3,10 - Détermination du point de fonctionnement (à l'intersection de la caractéristique de la diode idéale et de la droite d'équation : $I_D = - v_D/(r_p + r_{s_2})$ ).

Nous pouvons néanmoins évaluer $v_D$ dans des cas particuliers :

☆ A l'équilibre thermodynamique $\delta V_s = 0$, évidemment $v_D = \delta V_{s_r} = 0$ aussi, c'est-à-dire que l'on ne détecte aucune tension à l'équilibre (voir équations 3.29 et 3.30).

☆ Pour les faibles valeurs de $\delta V_s$, on peut faire un développement limité ; on obtient :

$$\frac{1}{R_{D_0}}(v_D-\delta V_s) = -\frac{v_D}{r_p+r_{s_2}} \qquad \text{avec : } R_{D_0} = \frac{kT}{eI_{D_{s_0}}} \ ,$$

c'est la résistance dynamique de la diode idéale à l'équilibre et à l'origine ($I_D = 0$, $v_D = 0$). D'où :

$$v_D = \delta V_s \frac{r_p+r_{s_2}}{r_p+r_{s_2}+R_{D_0}} \qquad \text{et :} \qquad \delta V_{s_r} = \frac{r_p}{r_p+r_{s_2}+R_{D_0}} \cdot \delta V_s \ . \qquad (3.31)$$

Donc la tension effectivement mesurée $\delta V_{s_r}$ est inférieure au P.M.S. $\delta V_s$.

☆ Cas des fortes valeurs de $\delta V_s$

- pour $\delta V_s > 0$ (enrichissement en porteurs)

L'équation 3.30 exige que $v_D$ soit toujours inférieur à $\delta V_s$ et d'autant plus voisin de $\delta V_s$ que le P.M.S. est plus grand. S'il n'en était pas ainsi, on aurait, puisque $v_D < \delta V_s$ :

$v_D \# (r_p+r_{s_2})I_{D_{s_0}} \exp(\frac{e\delta V_s}{kT})$ (voir équation 3.30), ce qui signifierait que $v_D$ croît exponentiellement avec $\delta V_s$ ; cela entraîne à la limite une incompatibilité avec la condition $v_D < \delta V_s$. Autrement dit, si $\delta V_s$ croît, la différence $\delta V_s - v_D$ décroît, de sorte que pour les fortes valeurs de $\delta V_s$ on peut développer l'équation 3.30 :

$$\frac{1}{R_{D_0}} \exp\left(\frac{e\delta V_s}{kT}\right)(v_D-\delta V_s) \ \# \ -\frac{v_D}{r_p+r_{s_2}} \qquad (3.32)$$

avec : $v_D \# \delta V_s$ ; par suite : $\delta V_{s_r} = \delta V_s \frac{r_p}{r_p+r_{s_2}}$ (cf. équation 3.29). Rappelons que, pour de forts excès de porteurs sous la surface, $\delta V_s$ se sature et tend vers $-V_s$ ($V_s$ étant le potentiel de surface), donc la tension mesurée $\delta V_{s_r}$ se sature aussi et tend vers $-\left(r_p/(r_p+r_{s_2})\right)V_s$.

- pour $\delta V_s < 0$ (appauvrissement en porteurs)

L'équation 3.30 s'écrit :

$$I_{D_{s_0}} \exp\left(\frac{ev_D}{kT}\right) \ \# \ -\frac{v_D}{r_p+r_{s_2}} \ . \qquad (3.33)$$

Autrement dit, pour des appauvrissements intenses, $v_D$ tend vers une limite finie $v_{D_\ell}$ donnée par l'équation 3.33. Il en est de même de $\delta V_{s_r}$ qui tend vers $v_{D_\ell}\left(r_p/(r_p+r_{s_2})\right)$ .

Nous constatons donc que, pour les fortes valeurs du produit $E_xB_z$, qui conditionne l'intensité de l'appauvrissement ou de l'enrichissement sous les surfaces, la contribution relative de l'E.M.S. à la tension transversale globale $V_{1/2}$ tend à diminuer en raison de la saturation des P.M.S.

Rappelons que le phénomène de magnétoconcentration lui-même tend à se saturer pour les fortes valeurs du produit $E_xB_z$. Il en est donc de même des effets d'appauvrissement et d'enrichissement sous la surface. Il existe donc une double cause de limitation de l'E.M.S., pour les fortes valeurs de $E_xB_z$ :

★ Saturation de la magnétoconcentration,

★ Limitations propres à l'E.M.S. :

$$v_{D_\ell}\frac{r_p}{r_p+r_{s_2}} < \delta V_{s_r} < -\frac{r_p}{r_p+r_{s_2}}V_s \qquad (3.34)$$

b) MESURE DES RESISTANCES DE CONTACT

Nous avons effectué, comme indiqué au chapitre 2, la mesure des résistances dynamiques $R_c$ des contacts, le courant continu traversant les contacts étant nul, c'est-à-dire avec $I_c = 0$. Si l'on se réfère à la figure 3,7, l'expression de $R_c$ s'écrit :

$$R_c = r_{s_1} + \frac{r_p(r_{s_2}+R_D)}{r_p+r_{s_2}+R_D} \qquad (3.35)$$

$R_D$ est la résistance dynamique de la diode D pour $I_c = 0$, soit :

$$R_D = R_{D_0} \exp\left(-\frac{ev_D}{kT}\right) \qquad (3.36)$$

$v_D$ étant la solution de l'équation 3.30 (rappelons que la mesure en dynamique est réalisée à basse fréquence, 100 Hz, ce qui nous affranchit des effets capacitifs ; le schéma électrique de la figure 3,7 valable en continu est donc utilisable).

Pour les faibles valeurs de $\delta V_s$, on a d'après l'équation 3.31 :

$$R_D = R_{D_0}\left[\exp\left(-\frac{e\delta V_s}{kT}\right)\right]^{\left(\frac{r_p+r_{s2}}{r_p+r_{s_2}+R_{D_0}}\right)} = R_{D_0}\left(\frac{n_i}{n_i^*}\right)^{\left(\frac{r_p+r_{s2}}{r_p+r_{s_2}+R_{D_0}}\right)} . \qquad (3.37)$$

La relation entre $R_c$ et $n_i^*/n_i$ est donc particulièrement complexe. *L'observation des variations de $R_c$ ne peut guère nous apporter plus qu'une information qualitative sur la densité des porteurs libres sous la surface.*

Pour les fortes valeurs positives de $\delta V_s$, $v_D$ étant voisin de $\delta V_s$, $R_D$ tend vers zéro (équation 3.36), et $R_c$ tend vers $r_{s_1}+\left(r_p r_{s_2}/(r_p+r_{s_2})\right)$.

Pour les fortes valeurs négatives de $\delta V_s$, $v_D$ tend vers $v_{D_\ell}$ et $R_D$ vers $R_{D_\ell} = R_{D_0}\exp\left(-\frac{ev_{D_\ell}}{kT}\right)$. Donc, la résistance de contact mesurée est comprise entre deux limites :

$$r_{s_1} + \frac{r_p \cdot r_{s2}}{r_p+r_{s_2}} < R_c < r_{s_1} + \frac{r_p(r_{s_2}+R_{D_\ell})}{r_p + r_{s_2}+R_{D_\ell}} . \qquad (3.38)$$

De plus, puisque $R_D$ est de l'ordre de $kT/eI_{D_s}$ (voir équation 3.26), tant que $v_D$ n'est pas trop différent de $\delta V_s$, ce qui n'est le cas que pour les forts appauvrissements, on constate que $R_D$ ne peut guère varier qu'entre 0 et 20 kΩ (si l'on se rapporte aux valeurs numériques de $I_{c_s}$ déduites de la figure 3,6 et que l'on peut admettre proches de $I_{D_s}$ (voir équation 3.28) ; en effet, nous avons vu que $r_p+r_{s_1}$ est de l'ordre de 300 kΩ et donc très supérieur à $R_c$ généralement inférieur à 100 kΩ ; nous avons donc (d'après l'équation 3.35) $r_p+r_{s_1} \gg r_{s_1}+r_{s_2}$, soit $r_p \gg r_{s_2}$, d'où : $r_p/(r_p+r_{s_2}) \# 1$ et $I_{c_s} \# I_{D_s}$ ; or, les mesures de résistances de contact montrent qu'elles évoluent généralement entre 30 et 100 kΩ environ. La relation 3.38 implique donc que les résistances parasites dépendent elles-mêmes de la densité de porteurs libres sous le contact, et en particulier la résistance $r_{s_2}$, puisque nous avons constaté que $r_p+r_{s_1}$ était peu influencé par le déséquilibre thermodynamique.

La discussion précédente nous permet d'entrevoir l'extrême complexité du contact métal-semiconducteur , comme le signale HENISH [34 p.254 et suivantes]. Le modèle théorique exposé au paragraphe 3.2.1 est idéal et fondé sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (*). De plus, le schéma équivalent électrique du contact représenté figure 3,7 est lui-même très simplifié ; nous avons, en particulier, négligé l'influence du volume du semiconducteur qui peut jouer un rôle non négligeable, en particulier dans le cas d'appauvrissements extrêmes, comme nous le verrons plus loin.

(*) Nous avons notamment négligé le rôle de la "force image" se traduisant par une variation du courant inverse de la diode idéale D, qui est une fonction croissante de la tension inverse appliquée ; le courant inverse est alors proportionnel au facteur $\exp(K\sqrt{\mathcal{E}_m})$, $\mathcal{E}_m$ étant le champ électrique appliqué ; c'est l'effet SCHOTTKY [21 p.365].
Dans certains cas [18], il est parfois nécessaire, pour faire "concorder l'expérience avec la théorie", d'ajouter un terme correctif supplémentaire dans l'expression du courant inverse qui est alors proportionnel au facteur $\exp(K\sqrt{\mathcal{E}_m}+K'\mathcal{E}_m)$ , K' étant une constante ($mV^{-1}$).

Néanmoins, le schéma équivalent de la figure 3,7 démontre, en accord avec l'expérience, que la mesure des résistances de contact, contrairement à celle du courant de saturation, ne peut nous fournir des résultats quantitatifs dignes de confiance pour la détermination des excès (ou défauts) relatifs sous la surface. Par exemple, on constate dans le cas du barreau n° 1 (figures 2,15 et 2,16) que, pour $B_z$ = 0,9 T et $|V|$ = 15 V, c'est-à-dire pour une forte valeur du produit $E_x B_z$, le rapport $R_c/R_{c_0}$ est inférieur à 2 si le contact est appauvri et supérieur à 1/3 s'il est enrichi ; alors que l'expression 3.26, qui ne tient pas compte des caractéristiques réelles du contact métal-semiconducteur, laissait prévoir, pour une telle intensité de la magnétoconcentration, des variations de $R_c/R_{c_0}$ comprises entre 1/10 et 10 environ. Par contre, les résultats obtenus par la mesure du courant de saturation $I_{c_s}$ du contact sont beaucoup plus conformes à la réalité (voir paragraphe 3.2.2).

Tout au long de l'étude de l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur la caractéristique courant-tension du contact métal-semiconducteur, nous avons négligé la résistance du barreau. Cette approximation est justifiée par le fait qu'en polarisation inverse, c'est le contact qui impose la caractéristique $I_c(V_c)$ (la résistance volumique du barreau étant faible devant la résistance du contact).

Dans le paragraphe qui va suivre, nous allons, au contraire, injecter par ce même contact des porteurs libres dans le volume de l'échantillon, soumis ou non à un déséquilibre thermodynamique, en polarisant la diode métal-semiconducteur dans le sens direct. Nous verrons qu'alors, dans certains cas, c'est le volume du barreau qui impose la caractéristique $I_c(V_c)$ (lorsqu'il est très appauvri en porteurs libres par effet de magnétoconcentration).

## 3.3. INJECTION DE PORTEURS PAR LE CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR POLARISE EN DIRECT

Dans les isolants ou les semiconducteurs peu dopés, le courant est souvent dominé par l'excès de porteurs injectés.

On distingue généralement deux types d'injection [35 p.202] :

☆ la simple injection qui intervient lorsque le courant est dû aux porteurs injectés d'un seul type ; le comportement du milieu est alors indépendant des porteurs du type opposé. Les porteurs injectés créent une charge d'espace à l'origine de la relation quadratique bien connue entre le courant et la tension ($I \propto V^2$). Le régime de simple injection se rencontre essentiellement dans les isolants dont la densité de porteurs à l'équilibre est trop faible pour pouvoir neutraliser la charge d'espace créée par les porteurs injectés ; en d'autres termes, le temps de relaxation diélectrique de l'isolant est beaucoup plus grand, même à bas champ, que le temps de transit des porteurs injectés. Le régime de simple injection ne se rencontre dans les semiconducteurs que pour des hauts champs électriques.

☆ la double injection qui concerne les cas où les porteurs injectés des deux types jouent un rôle déterminant dans le comportement du milieu, même si le courant n'est transporté que par un type de porteurs. La charge d'espace est alors réduite à une très faible fraction de la densité de porteurs libres. La double injection se rencontre essentiellement dans les semiconducteurs [36]. Nous allons tout d'abord rappeler les divers régimes de double injection dans les semiconducteurs en négligeant l'influence des centres de recombinaison et des pièges. Nous examinerons ensuite le rôle de ces derniers dans le processus de double injection.

### 3.3.1. REGIMES SUCCESSIFS OBTENUS LORS DE L'INJECTION DE PORTEURS DANS UN MATERIAU SEMICONDUCTEUR, L'INFLUENCE DES CENTRES DE RECOMBINAISON ET DES PIEGES ETANT NEGLIGEE

a) CALCUL THEORIQUE

Nous traitons le problème à une seule dimension, selon la direction y. Les équations fondamentales bien connues qui définissent le courant dans les semiconducteurs sont les suivantes, en régime stationnaire :

. EQUATIONS DES COURANTS

pour les électrons $$i_n = e\,\mu_n(n_0+\delta n)E_y + e\,D_n\frac{\partial n}{\partial y} \quad , \qquad (3.39)$$

pour les trous $$i_p = e\,\mu_p(p_0+\delta p)E_y - e\,D_p\frac{\partial p}{\partial y} \quad , \qquad (3.40)$$

($\mu_p$ mobilité des trous, $\mu_n$ valeur absolue de la mobilité des électrons de charge -e).

. EQUATIONS DE CONTINUITE

(voir équation 2.15) $$\frac{1}{e}\cdot\frac{\partial i_n}{\partial y} = -\frac{1}{e}\cdot\frac{\partial i_p}{\partial y} = \mathcal{R}_v \quad . \qquad (3.41)$$

. EQUATION DE POISSON

$$\varepsilon\frac{\partial E_y}{\partial y} = e(\delta_p - \delta_n) \qquad (3.42)$$

si l'on néglige l'influence des centres de recombinaison et des pièges. Puisque l'on sait que $\delta n \# \delta p$ (quasi-neutralité), on peut écrire : $\mathcal{R}_v = \frac{\delta n}{\tau} = \frac{\delta p}{\tau}$ , $\tau$ étant la durée de vie commune des électrons et des trous, que l'on supposera constante et indépendante du niveau d'injection [35 p.207].

Des équations 3.39 à 3.42, on déduit, en posant $\lambda = \mu_n/\mu_p$ :

$$i = i_n + i_p = e\,\mu_p\left[(\lambda n_0+p_0)E_y + (\lambda\delta n+\delta p)E_y + \frac{kT}{e}\frac{\partial}{\partial y}(\lambda n-p)\right] \quad , \qquad (3.43)$$

$$\frac{\lambda+1}{\mu_n}\cdot\frac{\delta n}{\tau} = (n_0-p_0)\frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\varepsilon}{e}\cdot\frac{\partial}{\partial y}\left(E_y\left(\frac{\partial E_y}{\partial y}\right)\right) + \frac{kT}{e}\frac{\partial^2}{\partial y^2}(n+p) \quad . \qquad (3.44)$$

On distingue les régimes successifs suivants [35 p.206 et suivantes] :

. REGIME "OHMIQUE"

A très bas champ, l'injection de porteurs est négligeable et l'on a : $\delta n, \delta p \ll n_0, p_0$. Le solide se comporte comme une résistance pure et l'on a :

$$i = e\,\mu_p(\lambda n_0+p_0)E_y = e\,\mu_p(\lambda n_0+p_0)\,\frac{V}{L} \qquad (3.45)$$

si L est la longueur de la structure étudiée et V la tension appliquée entre les deux contacts, l'anode et la cathode (l'anode étant polarisée positivement par rapport à la cathode). Notons que l'on néglige l'influence des contacts dont nous supposons, en particulier, les résistances nulles.

. REGIME "SEMICONDUCTEUR"

La densité des porteurs injectés est alors suffisante pour que l'on puisse négliger $n_0$ et $p_0$ devant $\delta n$ et $\delta p$, mais insuffisante pour tenir compte des termes de diffusion. De plus, on suppose la densité de charge d'espace négligeable devant $n_0-p_0$. Les équations 3.43 et 3.44 s'écrivent alors :

$$i \# e\mu_p(\lambda\delta n+\delta p)E_y \# e\mu_p\delta n(\lambda+1)E_y \quad ; \quad \frac{\lambda+1}{\mu_n}\cdot\frac{\delta n}{\tau} \# (n_0-p_0)\,\frac{\partial E_y}{\partial y} \quad .$$

En supposant le champ électrique nul au niveau du contact injectant les porteurs minoritaires (où les termes de diffusion sont prépondérants), les deux équations peuvent être résolues aisément ; on obtient :

$$i = \frac{9}{8}\cdot\mu_n\cdot\mu_p\cdot(n_0-p_0)\cdot\tau\cdot\frac{V^2}{L^3} \quad . \qquad (3.46)$$

La transition entre le régime "ohmique" et le régime "semiconducteur" se fait approximativement lorsque le temps de transit des porteurs est égal à leur durée de vie. Notons que le régime "semiconducteur" n'existe pas dans un semiconducteur intrinsèque ($n_0 = p_0$). On passe directement du comportement ohmique au régime "isolant" que nous allons maintenant définir.

. REGIME "ISOLANT"

On a toujours : $i \# e\,\mu_p\,\delta n(\lambda+1)E_y$ , autrement dit, le courant est essentiellement dû à la conduction électrique des porteurs injectés. Mais on suppose que la densité de charge d'espace $(\delta p-\delta n)$, tout en étant très inférieure à $\delta n$ et $\delta p$, est supérieure à $n_0-p_0$. On néglige toujours les termes de diffusion (qui ne sont prépondérants que vers les contacts).

On déduit donc de 3.44 : $$\frac{\lambda+1}{\mu_n}\cdot\frac{\delta n}{\tau} \# -\frac{\varepsilon}{e}\cdot\frac{\partial}{\partial y}\left(E_y\left(\frac{\partial E_y}{\partial y}\right)\right) \quad .$$

On en déduit l'expression de i en prenant pour conditions aux limites, $E_y = 0$ aux deux contacts :

$$i = \frac{125}{18}\cdot\varepsilon\,\mu_n\,\mu_p\,\tau\,\frac{V^3}{L^5} \quad . \qquad (3.47)$$

. REGIME "DE DIFFUSION"

Il est atteint pour les hauts niveaux d'injection ; les termes de diffusion sont alors importants dans toute la longueur de la structure. Les équations 3.43 et 3.44 se réduisent alors à :

$$i \# e\,\mu_p\left(\delta n(\lambda+1)E_y + \frac{kT}{e}(\lambda-1)\,\frac{\partial n}{\partial y}\right) \quad ; \quad \frac{\lambda+1}{\mu_n}\cdot\frac{\delta n}{\tau} = 2\,\frac{kT}{e}\,\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} \quad .$$

On en déduit, après un calcul simple mais long [35 p.211 et suivantes], que le courant à travers la structure peut croître, la tension à ses bornes restant constante.

b) RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons réalisé une injection de porteurs par un des contacts apposés sur les grandes faces du barreau, en le polarisant dans le sens direct. Nous avons relevé la caractéristique $I_c(V_c)$ (voir figure 3,1), le volume sous-jacent étant soit à l'équilibre, soit soumis à un déséquilibre thermodynamique par effet de magnétoconcentration (la surface considérée est, bien entendu, décapée chimiquement). Les courbes obtenues sont représentées figure 3,11 en coordonnées log-log ; le barreau est soumis à une polarisation longitudinale de 10 V ; nous avons tracé trois courbes, l'une pour $B_z = 0$ (équilibre) et deux autres pour $|B_z| = 0{,}8$ T, le contact étant respectivement enrichi et appauvri en porteurs par effet de magnétoconcentration.

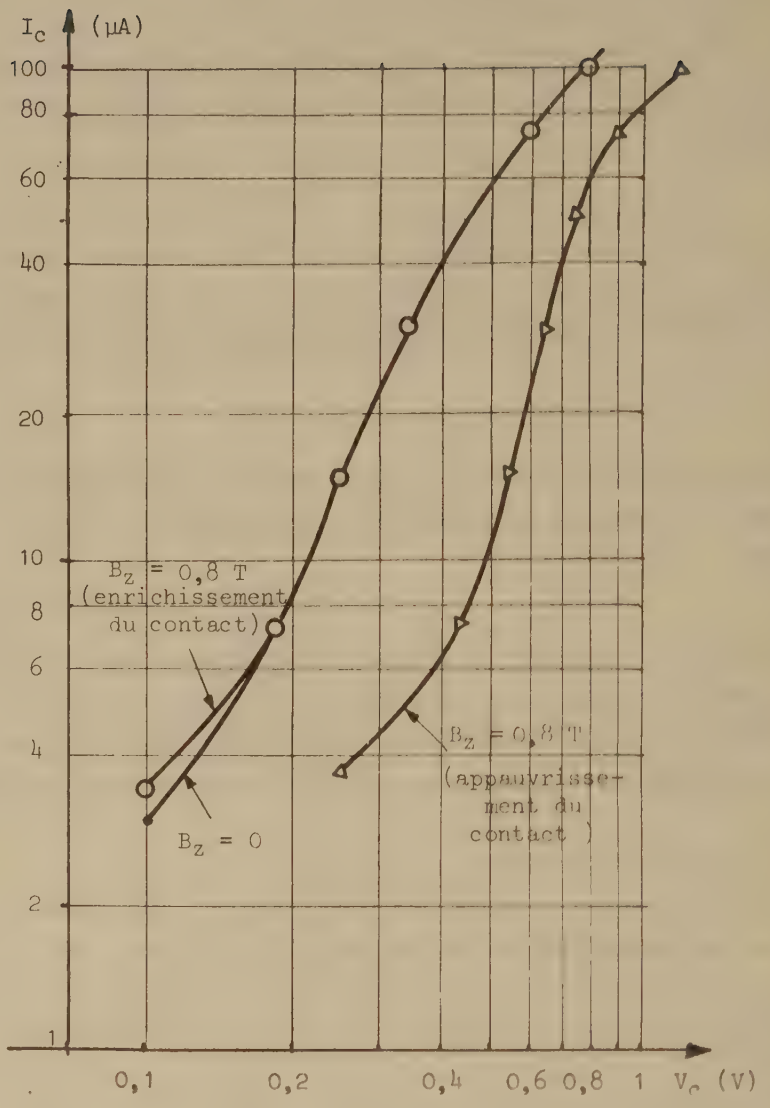



FIGURE 3,11 - Caractéristique $I_c(V_c)$ du contact polarisé en direct et injectant des porteurs dans le volume du semiconducteur ; c'est le contact qui définit rapidement la caractéristique.

On constate immédiatement que les régimes successifs exposés dans l'analyse théorique précédente n'apparaissent pas. Les courbes obtenues sont très semblables entre elles. Elles présentent toutes un comportement ohmique aux faibles tensions ($V_c < 250$ mV), suivi d'une transition aboutissant rapidement de nouveau à un régime ohmique.

En fait, contrairement aux hypothèses du calcul théorique, le rôle du contact n'est pas négligeable. En particulier, sa résistance, qui se réduit à $r_{s_1} + r_{s_2}$ lorsqu'il est polarisé dans le sens direct (cf. § 3.2.2), est généralement prépondérante devant celle du volume du semiconducteur. C'est donc le contact qui impose rapidement la caractéristique. L'ensemble se comporte comme deux résistances en série : $R_c + R_b$, $R_c$ étant la résistance du contact et $R_b$ celle du volume. Pour les faibles injections ($V_c$ faible), $R_b$ reste constante et l'on observe un comportement ohmique de la structure. Si l'on augmente $V_c$, l'injection s'accroît et $R_b$ diminue ; on aborde alors une zone de transition qui aboutit à un nouveau régime ohmique lorsque $R_c$ devient prépondérante. Il est donc impossible d'observer les régimes successifs propres au volume du semiconducteur tant que $R_b$ reste inférieure à $R_c$ ou du même ordre de grandeur.

Remarquons que $R_c$ elle-même est susceptible de varier avec la polarisation, ce qui complique encore l'interprétation des résultats. Notons toutefois que, lorsque le contact est appauvri, la zone de transition est plus grande ; ceci est dû au fait que la résistance $R_b$ initialement présentée au contact, avant l'injection, est plus importante que lorsque le volume sous-jacent est à l'équilibre ou enrichi en porteurs. Notons de plus que la résistance $R_c$ déduite des courbes pour $V_c$ de l'ordre de 1 V, peut être évaluée à 10 kΩ environ.

Ainsi, l'observation des régimes successifs d'injection exige de disposer de contacts de faibles résistances comme c'est le cas des contacts réalisés par soudure [6 p.85], contrairement à notre situation où les contacts sont simplement apposés sur la surface.

Néanmoins, lorsque le volume sous-jacent au contact est soumis à des appauvrissements extrêmes, la résistance $R_b$ peut devenir importante, et l'observation des caractéristiques volumiques est alors possible. Nous allons examiner cette situation au paragraphe suivant, dans le cas où le volume du barreau est doté de centres à niveaux énergétiques profonds. Nous verrons qu'ils peuvent être à l'origine de phénomènes de résistance négative lors de l'injection de porteurs par le contact dans le volume appauvri par effet de magnétoconcentration.

### 3.3.2. PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE LORS DE L'INJECTION DE PORTEURS DANS UN SEMICONDUCTEUR DOTE DE CENTRES PROFONDS TRANSFORMES EN PIEGES PAR EFFET D'APPAUVRISSEMENT

Dans l'analyse précédente, nous avons ignoré l'influence d'éventuels centres de recombinaison ou pièges à niveau énergétique situé dans la bande interdite. On sait, ainsi que nous préciserons dans la suite, que l'existence de pièges à niveaux énergétiques profonds dans un semiconducteur, peut être à l'origine de phénomènes de résistance négative, à condition que ces pièges assurent aux électrons et aux trous des durées de vie ($\tau_n$ et $\tau_p$) très différentes [37 à 44].

Nous allons montrer théoriquement et illustrer expérimentalement que, dans un barreau semiconducteur quasi-intrinsèque doté de pièges profonds, l'effet de magnétoconcentration peut favoriser la condition précédente et autoriser ainsi l'apparition d'un régime de résistance négative lors de l'injection de porteurs par le contact métallique apposé sur la grande face de l'échantillon (figure 3,1).

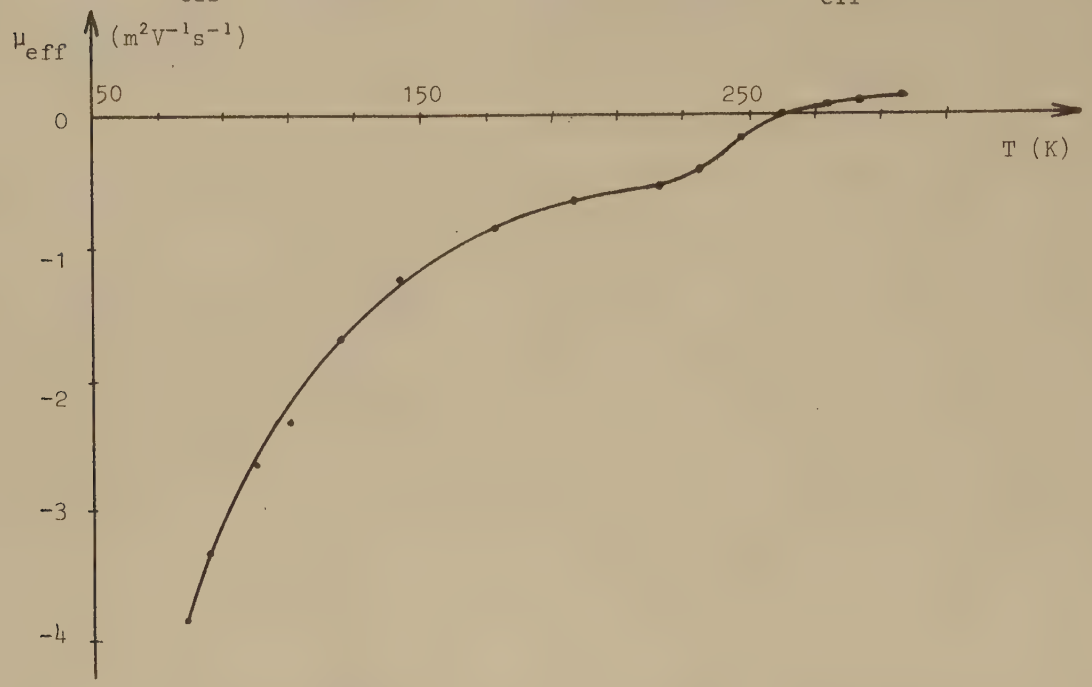
Nous allons tout d'abord exposer la méthode de détermination de la nature et du niveau énergétique des centres profonds en insistant sur les difficultés expérimentales propres aux matériaux intrinsèques.

#### a) DETERMINATION DES NIVEAUX PROFONDS A L'AIDE DE MESURES D'EFFET HALL ET DE CONDUCTIVITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

★ DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous disposons d'un lot de barreaux de Germanium quasi-intrinsèques (résistivité 45 Ω.cm à la température ambiante) dotés de niveaux profonds que nous avons pu déterminer par des mesures d'effet HALL et de conductivité en fonction de la température, de 77 à 300 K (voir figures 3,12 et 3,13).

FIGURE 3,12 - Courbe de $\mu_{eff}$ en fonction de la température : $\mu_{eff} = (n\mu_n\mu_{nH} - p\mu_p\mu_{pH})/(n\mu_n + p\mu_p)$. $\mu_{eff}$ s'annule pour T = 260 K. Pour T > 260 K, le barreau a un *COMPORTEMENT* N ($\mu_{eff} > 0$), pour T < 260 K, un *COMPORTEMENT* P ($\mu_{eff} < 0$).



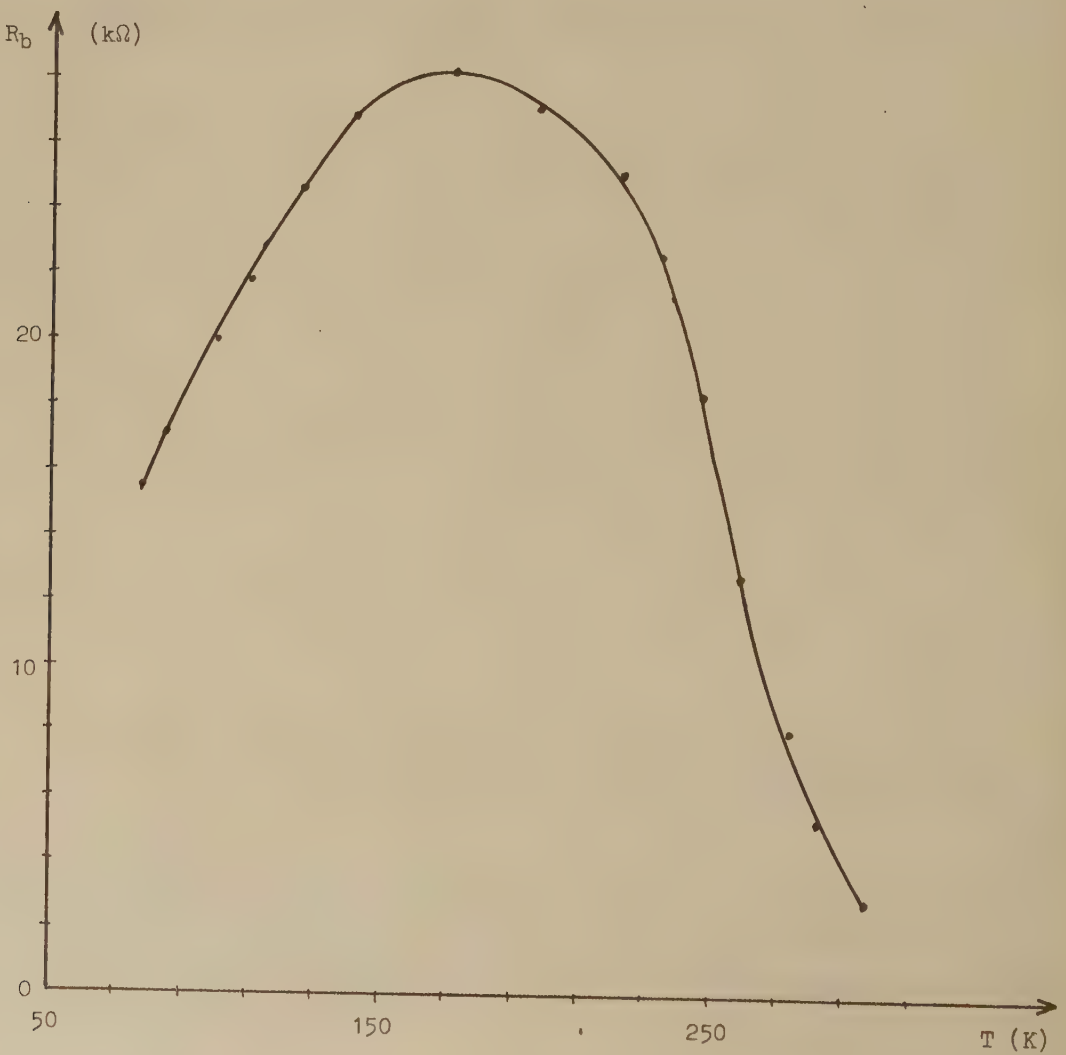
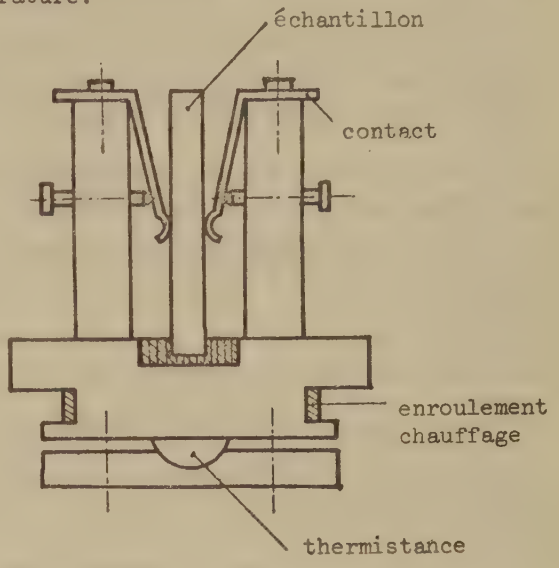




FIGURE 3,13 - Courbe de la résistance du barreau en fonction de la température.

Le porte-échantillon (figure 3,14) est constitué d'une tourelle en Cuivre sur laquelle sont disposés les contacts destinés à la mesure de l'effet HALL ; ces derniers sont réalisés sous la forme de lames en bronze au Béryllium, ce qui leur assure une bonne tenue mécanique aux basses températures. L'ensemble est monté dans un cryostat (AIR LIQUIDE) par l'intermédiaire de tiges creuses en acier inoxydable qui constituent l'unique liaison entre la source froide et le porte-échantillon. Partant de la température de 77 K, soit de la température de l'air liquide (à la pression atmosphérique) utilisé comme fluide réfrigérant, on augmente progressivement la température de l'échantillon, à l'aide d'un enroulement chauffant en fil de Constantan logé dans une gorge sous la tourelle. Les pertes thermiques sont limitées par l'emploi des tiges creuses en acier inoxydable de faible conductibilité thermique, ce qui rend néanmoins les équilibres thermiques longs à s'établir (plus de deux heures d'attente pour un point de mesure).

FIGURE 3,14 - Porte-échantillon destiné aux mesures d'effet HALL et de conductivité en fonction de la température.




La température est déterminée par la mesure de la résistance d'une thermistance au Platine placée sous la tourelle. On contrôle aussi, avec un thermocouple Cuivre-Constantan, la différence de température, entre le haut de l'échantillon et la tourelle, qui doit être nulle une fois l'équilibre thermique atteint. Les mesures sont effectuées à l'aide de ponts de haute précision. Le signal d'erreur délivré par le pont de mesure de la température (lorsqu'il n'est pas équilibré) est amplifié et enregistré en permanence : l'équilibre est atteint lorsque ce signal ne dérive plus. Enfin, le cryostat est placé dans un électroaimant capable de fournir une induction magnétique de 1 T pour un entrefer de 15 cm.

★ EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

De la mesure de la résistance du barreau, on déduit sa conductivité :

$$\sigma = n e \mu_n + p e \mu_p \quad . \tag{3.48}$$

La tension HALL s'écrit (en utilisant les mêmes conventions de signe qu'au chapitre 2) :

(cf. équation 2.13) $$V_H = \mu_{eff} \cdot V B_z \frac{b}{a} = \frac{n\mu_n^2 r_{nH} - p\mu_p^2 r_{pH}}{n\mu_n + p\mu_p} \cdot V \cdot B_z \cdot \frac{b}{a} \quad . \tag{3.49}$$

Le problème comporte quatre inconnues : n, p, $\mu_n$ et $\mu_p$ (si l'on admet $\mu_{p_H} \# \frac{3\pi}{8} \mu_p$ ), et l'on ne dispose que de deux équations (3.48, 3.49). On peut néanmoins déduire de ces deux équations les valeurs des densités d'électrons et de trous, n et p, en adoptant les lois suivantes, généralement admises, pour les mobilités des porteurs dans le Germanium [45,46].:

$\mu_n = 4{,}9.10^3\ T^{-1{,}66}\ m^2V^{-1}s^{-1}$ pour $100 < T \leq 280$ K ;

$\mu_p = 1{,}05.10^5\ T^{-2{,}33}\ m^2V^{-1}s^{-1}$ pour $100 < T \leq 290$ K.

Remarquons toutefois que la mesure de la tension HALL sur un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque nécessite la détérioration des surfaces du barreau de manière à leur conférer de fortes vitesses de recombinaison en surface, ce qui permet d'éliminer la contribution de l'effet DEMBER et des P.M.S. à la tension transversale (§ 2.3.2.c). Mais cette opération conduit à introduire une très grande densité d'états de surface, c'est-à-dire à accroître considérablement la valeur de la charge d'espace, constituée essentiellement de porteurs libres dans un matériau quasi-intrinsèque (généralement des trous pour le Germanium), sous la surface proprement dite. La conséquence immédiate réside dans une augmentation notable de la conductance de surface [16 p.211], c'est-à-dire dans une diminution de la résistance du barreau (des expériences effectuées dans le laboratoire ont montré que cette réduction de résistance pouvait être de l'ordre de 30 % par rapport à la résistance du barreau doté de surfaces décapées chimiquement, à température ambiante).

Ainsi, la conductibilité déduite des mesures expérimentales n'est qu'une conductibilité apparente $\sigma_a$ résultant de la mise en parallèle de la somme $G_s$ des conductances de surface et la conductance $G_v$ du volume proprement dit. On a (voir figure 3,15) :

$G_v = \sigma_v \frac{bc}{a}$ où $\sigma_v$ est la conductibilité du volume,

$G_s = 2\,\sigma_s \frac{hc}{a}$ où $\sigma_s$ est la conductibilité moyenne de la zone de charge d'espace et h son épaisseur moyenne (h, de l'ordre de $10^{-5}$ cm, est très inférieur à b qui vaut 1 mm environ, c'est pourquoi l'on n'en tient pas compte dans l'expression de $G_v$).

On ne prend en considération, pour simplifier, que les deux grandes faces du barreau, en supposant que leur zones de charge d'espace ont la même épaisseur moyenne. De plus, $G_v+G_s = \sigma_a \frac{bc}{a}$, $(h \ll b)$. D'où :

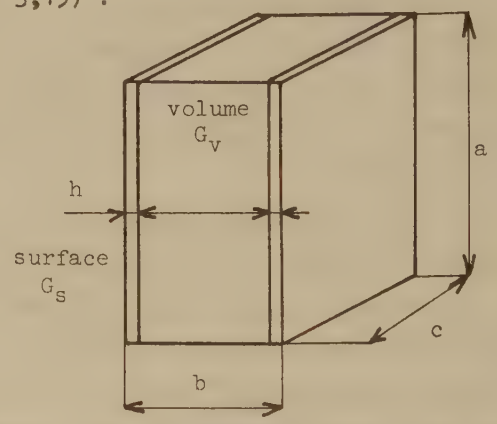



FIGURE 3,15 - La conductance totale du barreau de semiconducteur est la somme de la conductance $G_v$ du volume proprement dit et de celle $G_s$ des surfaces. h est l'épaisseur moyenne de la zone de charge d'espace.

$$\sigma_a = \sigma_v + \sigma_s \frac{2h}{b} \quad . \tag{3.50}$$

2h/a est de l'ordre de $10^{-2}$, mais $\sigma_s$ peut aisément être de l'ordre de 10 à 100 fois $\sigma_v$, lorsque le volume est quasi-intrinsèque. Autrement dit, la mesure de la résistance du barreau risque de ne pas être significative de la densité des porteurs dans le volume du barreau.

De même, pour la tension HALL, on devrait écrire, en toute rigueur :

$$V_H = \frac{VB_z}{a}\left(\frac{n\mu_n\mu_{nH}-p\mu_p\mu_{pH}}{n\mu_n+p\mu_p} \cdot b + 2\,\mu_s\,h\right) = \frac{VB_z}{a}\left(\mu_{eff}\,b + 2\,\mu_s\,h\right) \quad .$$

Cependant, le terme dû à la zone de charge d'espace est négligeable, devant le terme caractéristique du volume proprement dit, puisque h est très faible devant b et que $\mu_s$, mobilité moyenne des porteurs de la zone de charge d'espace, est de l'ordre de grandeur de $\mu_n$ et $\mu_p$ [16 p.333]. La tension HALL mesurée est donc une grandeur caractéristique du volume du semiconducteur. Il convient donc, pour minimiser les effets de la surface, de mesurer la résistance du barreau en fonction de la température, ses deux surfaces étant décapées, puis, après les avoir détériorées, d'effectuer la mesure de la tension HALL.

Cependant, il est clair que, plus on fait décroître la température, plus l'effet des conductances de surface est important pour un matériau quasi-intrinsèque. Ainsi, à basse température, les surfaces même décapées peuvent perturber notablement la mesure de la conductibilité (pour b de l'ordre de 1 mm). C'est pourquoi nous nous sommes limités à exploiter uniquement la mesure de la tension HALL en utilisant la loi généralement admise pour la densité intrinsèque dans le Germanium [47 p.175] :

$$n_i = 1{,}76.10^{19} \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{4530}{T}\right) \quad (m^{-3}) \ .$$

On peut donc déterminer n et p à l'aide de l'équation 3.49 et de l'équation suivante :

$$n\,p = n_i^2 \ . \tag{3.51}$$

On en déduit : $p = n_i \sqrt{\dfrac{\mu_n \mu_{nH} - \mu_n \mu_{eff}}{\mu_p \mu_{pH} + \mu_p \mu_{eff}}}$ et : $n = n_i \sqrt{\dfrac{\mu_p \mu_{pH} + \mu_p \mu_{eff}}{\mu_n \mu_{nH} - \mu_n \mu_{eff}}}$ . (3.52)

Cette méthode est applicable tant que n ou p ne devient pas grand devant $n_i$. Dans le cas contraire, l'incertitude de mesure devient prohibitive et l'on ne peut déduire de l'effet HALL que la mobilité des porteurs majoritaires : $V_H \# \mu_{nH} V B_z \frac{b}{a}$ si $n >> n_i$ ;

ou : $V_H \# - \mu_{pH} V B_z \frac{b}{a}$ si $p >> n_i$ .

Dans notre cas, nous avons pu appliquer cette méthode entre 235 K et la température ambiante; pour des températures inférieures à 235 K, la condition précédente n'est plus remplie, c'est-à-dire que p devient supérieur à 5 $n_i$ (voir expressions 3.52). L'échantillon, quasi-intrinsèque à la température ambiante, est donc du type p. $\mu_{eff}$ s'annule à T = 260 K, est positif au-dessus de 260 K et négatif pour des températures inférieures ; les niveaux localisés dans la bande interdite sont donc du type accepteur.

Nous avons calculé p et n pour chaque point de mesure. La quantité p-n est la densité de trous issus de centres accepteurs dans la bande interdite. Pour les déterminer, nous avons supposé que ces centres de densité $N_r$ sont de caractéristiques identiques, en particulier qu'ils ont le même niveau énergétique $E_r$. Nous avons :

$$p - n = n_r = \frac{N_r}{1 + 2\exp\left(\frac{E_r - E_F}{kT}\right)} \ ; \tag{3.53}$$

$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{kT}\right)$ et : $n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right)$ . D'où : $\frac{p}{n} = \frac{N_v}{N_c} \exp\left(2\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)\right)$ .

L'équation 3.53 s'écrit :

$$p - n = n_r = \frac{N_r}{1 + 2\exp\left(\frac{E_r - E_i}{kT}\right)\sqrt{\frac{p}{n} \cdot \frac{N_c}{N_v}}} \ . \tag{3.54}$$

Les inconnues sont $N_r$ et $E_r$ (ou $E_r$-$E_i$) ; on peut les calculer aisément en écrivant l'équation 3.54 pour deux températures. Nous avons obtenu : $N_r \# 10^{21}\ m^{-3}$ et : $E_r - E_i \# 0{,}12$ eV .
Ce niveau correspond probablement à la deuxième ionisation du Fer ou à la troisième ionisation du Cuivre [48 p.341]. Les premières ionisations sont alors nécessairement compensées par des impuretés donatrices (qui peuvent être hydrogénoïdes) puisque $N_r$ est très supérieur à la densité intrinsèque à la température ambiante.

Ces hypothèses ne pourraient être vérifiées qu'en déterminant la conductivité du volume $\sigma_v$ pour des températures plus basses (< 235 K) mais nous avons vu qu'une telle détermination se heurt à des difficultés expérimentales inhérentes à la présence des surfaces.

On peut cependant affirmer que les impuretés acceptrices sont dotées de niveaux énergétiques profonds, car la densité de trous $p-n = n_r$ qu'elles fournissent à la bande de valence varie très rapidement avec la température (dans un rapport 10 entre 235 K et la température ambiante) ce qui ne saurait être le cas d'impuretés hydrogénoïdes.

Ces centres profonds peuvent en particulier assurer la recombinaison des porteurs selon le processus bien connu décrit par la statistique de SHOCKLEY et READ [49 p.134]. Nous allons examiner, dans le paragraphe suivant, l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur un tel processu

b) INFLUENCE D'UN DESEQUILIBRE THERMODYNAMIQUE SUR LE TAUX D'OCCUPATION DES NIVEAUX PROFONDS ET SUR LA DUREE DE VIE DES PORTEURS

Nous faisons l'hypothèse simplificatrice que la recombinaison et la génération des porteurs dans le volume du semiconducteur s'effectue par l'intermédiaire d'un ensemble de niveaux profonds (de densité $N_r$),du type accepteur (c'est-à-dire neutres ou chargés négativement) de caractéristiques identiques (niveau énergétique unique $E_r$, probabilités de capture des trous et des électrons $c_p$, $c_n$ ($m^3s^{-1}$) et d'émission $\gamma_p$, $\gamma_n$ ($s^{-1}$) que nous supposerons constantes), selon un processus décrit par SHOCKLEY et READ. Rappelons que c'est pratiquement là le seul processus de recombinaison et de génération que l'on rencontre dans le Germanium, en particulier en raison de la structure des bandes de valence et de conduction interdisant quasiment toute recombinaison directe. En effet le bas de la bande de conduction et la haut de la bande de valence ne correspondant pas au même moment cristallin de l'électron, il est nécessaire, pour créer une paire électron-trou par exemple, de fournir une quantité de mouvement à l'électron par l'intermédiaire des phonons du réseau cristallin.

Nous avons, en régime stationnaire : $\operatorname{div} \vec{i} = 0$, où $\vec{i}$ est la densité totale de courant ; on en déduit : $\operatorname{div} \vec{J}_n = \operatorname{div} \vec{J}_p$ puisque $\vec{i} = e(\vec{J}_p - \vec{J}_n)$, où $\vec{J}_n$ et $\vec{J}_p$ sont les flux d'électrons et de trou Soit, en reprenant l'équation 2.15, en régime permanent :

$$\operatorname{div} \vec{J}_n = \operatorname{div} \vec{J}_p = -\mathcal{R}_v \tag{3.55}$$

$-\mathcal{R}_v$ est le taux de création des électrons et des trous, que l'on peut exprimer en appliquant la statistique de SHOCKLEY-READ :

$$-\mathcal{R}_v = \gamma_n \cdot n_r - c_n \cdot p_r \cdot n = \gamma_p \cdot p_r - c_p \cdot n_r \cdot p \quad , \tag{3.56}$$

où n et p sont les densités d'électrons et de trous libres, $n_r$ et $p_r$ les densités d'électrons et de trous sur les niveaux profonds : $n_r + p_r = N_r$. $\gamma_n \cdot n_r$ et $\gamma_p \cdot p_r$ désignent respectivement le nombre d'électrons et de trous émis dans la bande de conduction et dans la bande de valence par unité de temps et de volume. $c_n \cdot p_r \cdot n$ et $c_p \cdot n_r \cdot p$ sont le nombre d'électrons libres et de trous libres capturés par les centres profonds par unité de temps et de volume. De plus :

$$n = n_0 + \mathcal{D}n \quad ; \quad p = p_0 + \mathcal{D}p \quad ; \quad n_r = n_{r_0} + \mathcal{D}n_r \quad \text{et} \quad p_r = p_{r_0} + \mathcal{D}p_r \tag{3.57}$$

où $n_0$, $p_0$, $n_{r_0}$ et $p_{r_0}$ sont les densités à l'équilibre, $\mathcal{D}n$, $\mathcal{D}p$, $\mathcal{D}n_r$ et $\mathcal{D}p_r$ les écarts par rapport à l'équilibre thermodynamique des densités.

On a évidemment : $\mathcal{D}p_r = -\mathcal{D}n_r$ puisque $n_r+p_r = N_r = cte$. D'autre part, à l'équilibre thermodynamique, on a : $\operatorname{div} \vec{j}_n = \operatorname{div} \vec{j}_p = -R_v = 0$. Donc :

$$\gamma_n = c_n \cdot \frac{n_0 p_{r_0}}{n_{r_0}} = c_n \cdot N_c \exp\left(\frac{E_r - E_c}{kT}\right) = c_n \cdot n_1 \quad ; \qquad (3.58)$$

$$\gamma_p = c_p \cdot \frac{p_0 n_{r_0}}{p_{r_0}} = c_p \cdot N_v \exp\left(\frac{E_v - E_r}{kT}\right) = c_p \cdot p_1 \quad . \qquad (3.59)$$

On en déduit, à l'aide des équations 3.56 et 3.57 (rappelons que l'on a supposé $\gamma_n$, $\gamma_p$, $c_n$ et $c_p$ constants et en particulier indépendants de l'état de déséquilibre thermodynamique) :

$$\mathcal{D}p_r = \frac{c_p \cdot n_{r_0} \cdot \mathcal{D}p - c_n \cdot p_{r_0} \cdot \mathcal{D}n}{c_n(n_0+\mathcal{D}n+n_1) + c_p(p_0+\mathcal{D}p+p_1)} \quad . \qquad (3.60)$$

La quasi-neutralité exige : $$\mathcal{D}p_r = \mathcal{D}n - \mathcal{D}p \quad . \qquad (3.61)$$

Des équations 3.60 et 3.61 on tire :

$$\mathcal{D}p_r = \mathcal{D}p \; \frac{c_p \cdot n_{r_0} - c_n \cdot p_{r_0}}{c_n(n_0+\mathcal{D}n+n_1) + c_p(p_0+\mathcal{D}p+p_1) + c_n \cdot p_{r_0}} \quad . \qquad (3.62)$$

Dans le milieu en déséquilibre thermodynamique que nous venons de décrire, nous superposons maintenant une petite perturbation permanente de la densité des électrons et des trous $\delta n$ et $\delta p$. Si l'on fait l'hypothèse de superposition des états, les durées de vie des électrons et des trous ainsi introduits dans le milieu sont liées par la relation : $\delta n/\tau_n = \delta p/\tau_p$ (régime stationnaire). L'équation 3.56 s'écrit alors :

$$\gamma_n(n_r-\delta p_r) - c_n(p_r+\delta p_r)(n+\delta n) = \gamma_p(p_r+\delta p_r) - c_p(n_r-\delta p_r)(p+\delta p) \qquad (3.63)$$

avec : $\delta p_r+\delta n_r = 0$ et $\delta p_r = \delta n-\delta p$.

L'hypothèse de superposition nous permet d'écrire, en négligeant les termes du second ordre comme $\delta n \delta p$, à partir des équations 3.56 et 3.63 :

$$\frac{\delta p}{\delta n} = \frac{c_n(n_0+\mathcal{D}n+n_1) + c_p(p_0+\mathcal{D}p+p_1) + c_n(p_{r_0}+\mathcal{D}p_r)}{c_n(n_0+\mathcal{D}n+n_1) + c_p(p_0+\mathcal{D}p+p_1) + c_p(n_{r_0}-\mathcal{D}p_r)} = \frac{\tau_p}{\tau_n} \quad . \qquad (3.64)$$

Trois cas peuvent se présenter :

☆ $c_p \cdot n_{r_0} = c_n \cdot p_{r_0}$

Les équations 3.61, 3.62 et 3.64 montrent que l'on a alors nécessairement : $\mathcal{D}p_r = 0$, $\mathcal{D}n = \mathcal{D}p$ et $\tau_n = \tau_p$. Dans ces conditions, tout écart de la densité des porteurs libres par rapport à l'équilibre thermodynamique, ne peut modifier le taux d'occupation des niveaux, qui agissent alors comme des centres de recombinaison idéaux.

☆ $c_p \cdot n_{r_0} > c_n \cdot p_{r_0}$

L'équation 3.64 montre qu'à l'équilibre thermodynamique : $\tau_n > \tau_p$. Nous dirons que les niveaux se comportent alors comme des pièges à trous. D'autre part, les équations 3.62 et 3.64 montrent que des écarts simultanés positifs de la densité des électrons et des trous par rapport à l'équilibre tendent à égaliser les durées de vie de ces derniers. $\mathcal{D}p_r$ est alors positif, les niveaux

perdent des électrons et $c_p n_r$ tend vers $c_n p_r$. La saturation des pièges est atteinte dès que $c_p n_r = c_n p_r$. Toute injection excédentaire fournira au milieu des électrons et des trous *libres* en nombres égaux.

Par contre, si l'écart est négatif, $\mathcal{D}p_r$ est négatif et $\tau_p/\tau_n$ décroît. Dans ces conditions, $c_p n_r$ s'éloigne de $c_n p_r$ et le comportement en "pièges à trous" des niveaux est renforcé (les niveaux se remplissent d'électrons).

☆ $c_n \cdot p_{r_0} > c_p \cdot n_{r_0}$

On est alors en présence de "pièges à électrons". Si $\mathcal{D}p$ est positif, $\mathcal{D}p_r$ est alors négatif, les niveaux gagnent des électrons, ce qui tend à saturer aussi les pièges. Inversement, si $\mathcal{D}p$ est négatif, le comportement en "pièges à électrons" des niveaux est renforcé puisqu'alors, $\mathcal{D}p_r$ étant positif, les niveaux perdent des électrons et $c_n p_r$ s'éloigne de $c_p n_r$. Le comportement des "pièges à électrons" est donc analogue à celui des "pièges à trous".

REMARQUE

On ne peut modifier aisément le taux d'occupation d'un niveau d'impureté que s'il est situé à un niveau énergétique profond. Si le niveau est du type hydrogénoïde, tous les centres sont ionisés et le demeurent en présence d'un déséquilibre thermodynamique. On peut d'ailleurs voir que, dans ce cas, le terme $c_n n_1 + c_p p_1$ intervenant au dénominateur de l'expression de $\mathcal{D}p_r$ (équation 3.60) devient très important, ce qui tend à annuler $\mathcal{D}p_r$, soit la variation du taux d'occupation des centres.

Rappelons que le phénomène de magnétoconcentration dans un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque peut créer des écarts négatifs considérables des densités de porteurs libres par rapport à l'équilibre thermodynamique ; si ce barreau est doté de centres profonds, leur comportement en pièges (à trous ou électrons) sera renforcé dans la zone appauvrie en porteurs libres du barreau. C'est ce que nous allons mettre en évidence à l'aide d'expériences de photoconductivité, sur un des barreaux de Germanium quasi-intrinsèques et dotés de centres profonds décrits au paragraphe 3.3.2.a.

c) MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET DE PIEGEAGE
A L'AIDE D'EXPERIENCES DE PHOTOCONDUCTIVITE

Nous avons observé la décroissance de la photoconductivité du barreau de semiconducteur après l'avoir soumis à une brève ($\sim$ 1 µs) illumination produite par un tube flash (au Xénon) équipant un stroboscope (du type Strobotac). Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3,16 . On observe à l'oscilloscope l'évolution de la tension aux bornes de la résistance r qui est à l'image de celle du courant dans le barreau après la brève illumination (la résistance r de l'ordre de 200 Ω est évidemment faible devant celle du barreau) ; la décroissance du courant nous renseigne directement sur le processus de recombinaison des porteurs créés en excès par le "flash" de lumière.

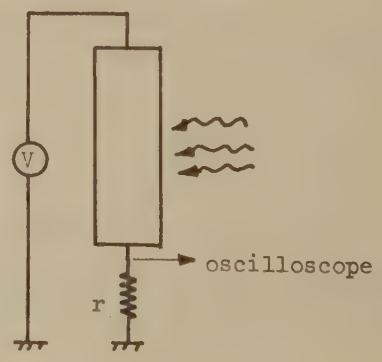



FIGURE 3,16 - Dispositif expérimental pour l'étude de la photoconductivité.

A l'équilibre thermodynamique (en l'absence de magnétoconcentration soit pour $B_z = 0$), ces expériences nous montrent que la décroissance de la photoconductivité s'effectue avec une constante de temps unique (figure 3,17) qui correspond à la durée de vie commune des électrons et des trous. Les niveaux profonds se comportent alors comme de "bons" centres de recombinaison. On a $\tau_n = \tau_p \# 120$ µs.

Par contre, en régime de magnétoconcentration ($B_z \neq 0$), la décroissance de la photoconductivité se fait principalement selon deux constantes de temps ; cet effet met en évidence la transformation en pièges des centres profonds, dans la zone appauvrie du barreau de semiconducteur, conférant aux électrons et aux trous des durées de vie distinctes (figure 3,18). Les échantillons étudiés étant dotés de centres profonds du type *accepteur* (cf. § 3.3.2.a), la probabilité de capture des trous par les centres ionisés est très supérieure à celle des électrons par les centres neutralisés, en raison de l'attraction coulombienne exercée sur les trous par les centres ionisés ($c_n/c_p \simeq 10^{-3}$ [35 p.273]); du fait que, pour les centres profonds déterminés au paragraphe 3.3.2.a, $p_r/n_r$ est de l'ordre de 100 (voir équation 3.53) , on peut raisonnablement supposer que la durée de vie la plus courte est celle des trous (équation 3.64). On a, d'après la figure 3,18 : $\tau_p \simeq 50$ µs et $\tau_n \simeq 120$ µs.

On peut décrire simplement le processus de recombinaison comme suit : la première décroissance traduit essentiellement la capture des trous par les pièges, la deuxième rend compte de la recombinaison des trous relâchés par les pièges, avec les électrons.

Les expériences décrites précédemment ont été effectuées à la température ambiante (300 K environ). Si l'on abaisse la température, d'une part l'effet de magnétoconcentration est accru et donc le phénomène d'appauvrissement [2], d'autre part les grandeurs $n_1$ et $p_1$ sont réduites : ces deux effets cumulés tendent à faire diverger les durées de vie des électrons et des trous (l'une par rapport à l'autre), comme le montre l'équation 3.64. Autrement dit, une diminution de la température provoque un renforcement du piégeage des porteurs libres dans la zone appauvrie du barreau et peut même créer de nouveaux types de pièges. C'est ce que nous avons mis en évidence lors d'expériences de photoconductivités à 260 K en présence du régime de magnétoconcentration. La réponse à une impulsion de lumière représentée figure 3,19 révèle trois modes distincts de décroissance. Cet effet trahit la présence de nouveaux types de pièges dans la zone appauvrie.

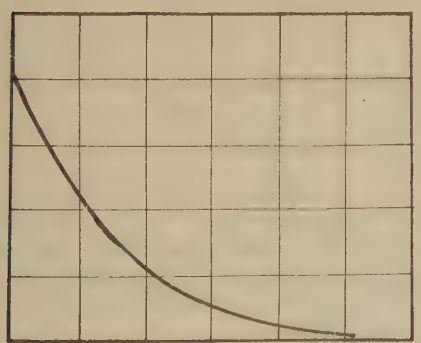


FIGURE 3,17 échelle 50 µs/div. Décroissance de la photoconductivité à la température ambiante, le semiconducteur étant initialement à l'équilibre. Elle s'effectue avec une seule constante de temps ($\tau_n = \tau_p \simeq 120$ µs).

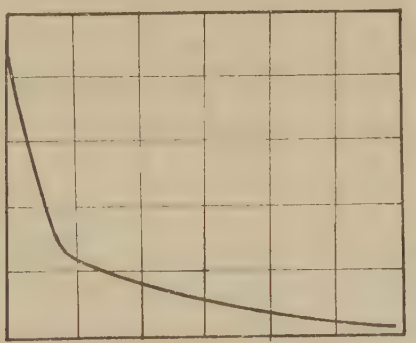


FIGURE 3,18 échelle 50 µs/div. Décroissance de la photoconductivité à la température ambiante et en présence de la magnétoconcentration. Elle s'effectue avec deux constantes de temps distinctes ($\tau_n \simeq 120$ µs ; $\tau_p \simeq 50$ µs).

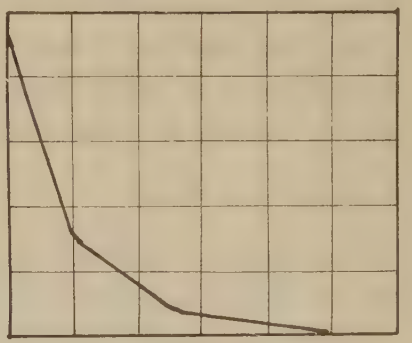


FIGURE 3,19 échelle 50 µs/div. Décroissance de la photoconductivité en présence de la magnétoconcentration à T ≃ 260 K. On observe trois constantes de temps distinctes.

Nous avons fait l'hypothèse simplificatrice, dans la théorie exposée au paragraphe 3.3.2.b que le milieu est doté d'un seul type de centres profonds, ce qui est contraire à la réalité. En fait, cette théorie est suffisante pour expliquer le comportement qualitatif des phénomènes observ

d) PHENOMENE DE RESISTANCE NEGATIVE [50,51]

Nous allons maintenant étudier la caractéristique $I_c(V_c)$ du contact apposé sur la grande face du barreau (figure 3,1) et injectant dans la zone appauvrie, par effet de magnétoconcentration, du barreau de semiconducteur doté de centres profonds. Comme nous allons le voir, la transformation en pièges de ces centres par effet d'appauvrissement, peut être à l'origine d'un phénomène de résistance négative, apparaissant au cours de cette injection.

Si l'on dispose d'un barreau doté de faibles vitesses de recombinaison en surface (de l'ord de 1 m/s), l'effet de magnétoconcentration peut créer une zone d'appauvrissement extrême, s'étenda sur presque toute l'épaisseur b du barreau où la densité résiduelle de porteurs libres peut être i férieure au cinquantième de la densité $n_i$ à l'équilibre [52] (pour des valeurs du champ électriqu $E_x$ et du champ magnétique $B_z$, respectivement de l'ordre de 10 V/cm et 1 T). Dans ces conditions, le volume sous-jacent au contact présente un caractère hautement résistif, de sorte que c'est lui qui impose l'allure de la caractéristique $I_c(V_c)$. Au-delà d'un certain appauvrissement, c'est-à-dire à partir d'une valeur minimale du produit $E_x B_z$, nous observons un effet de résistance négative. La figure 3,20 (page 89) représente une caractéristique typique $I_c(V_c)$ obtenue sur un barreau exhibant ce phénomène.

Si on la trace en coordonnées log-log, on met en évidence successivement les régimes suivants (figure 3,21, page 90) :

★ REGIME OHMIQUE ($I_c \propto V_c$)

Pour de faibles tensions de polarisation, l'injection des porteurs par le contact est négligeable devant la concentration des porteurs libres préexistant dans le semiconducteur. Ainsi, la structure que nous étudions se comporte comme une résistance ohmique (cf. équation 3.45). La valeur de cette résistance est de l'ordre de 150 kΩ, ce qui montre que le volume sous-jacent au contact est dans un état d'appauvrissement extrême. Notons qu'on ne peut guère chiffrer le taux d'appauvrissement à partir de la mesure de cette résistance, dont on peut difficilement évaluer avec précision les caractéristiques géométriques, en particulier sa longueur (c'est-à-dire la distance entre l'anode et la cathode, la première étant constituée par le contact métallique, la zone enrichie du barreau se comportant globalement comme cathode) et sa section.

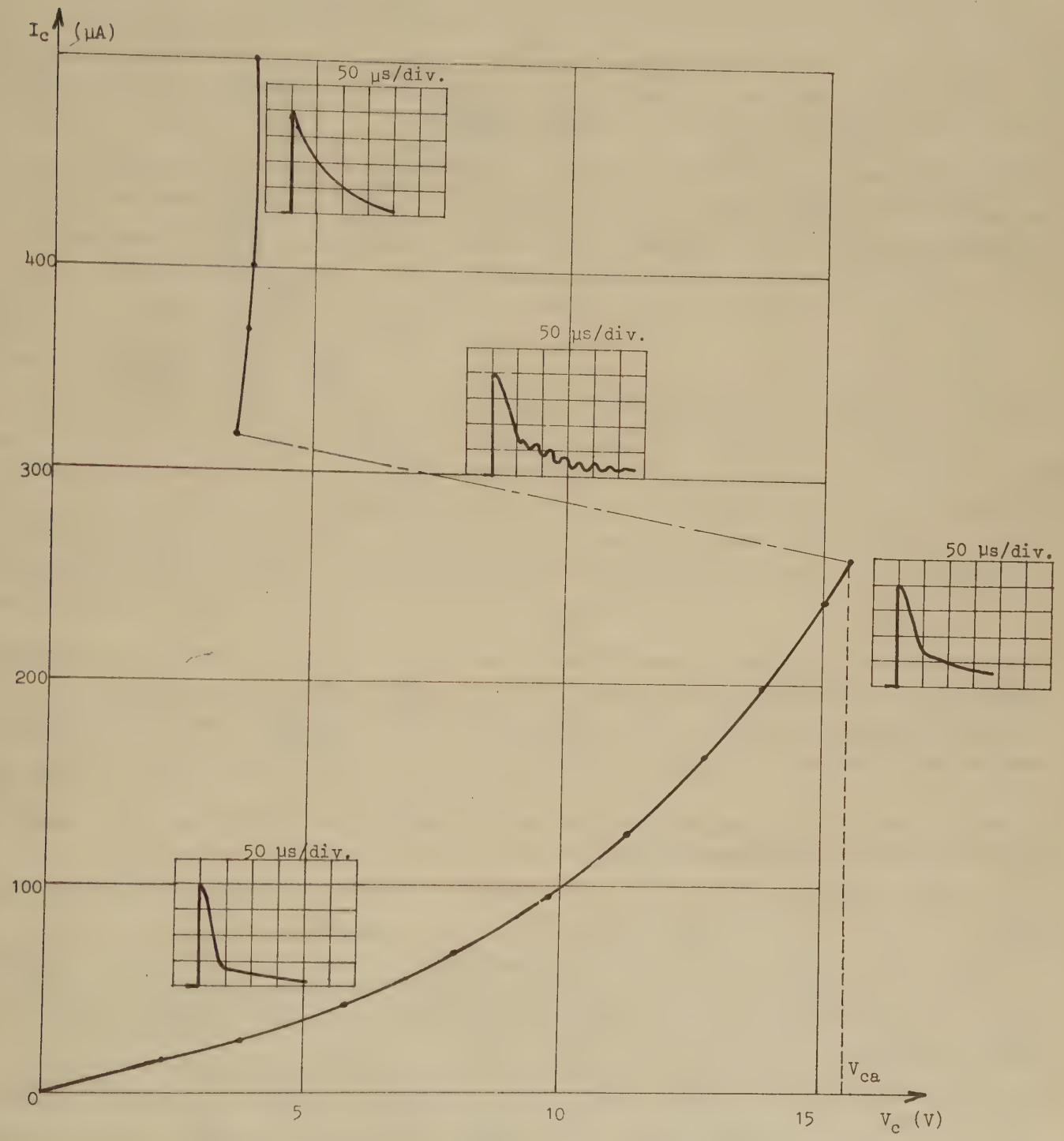
★ REGIME $I_c \propto V_c^2$

Ce régime est différent du régime semiconducteur décrit au paragraphe 3.3.1.a qui suppose une duré de vie commune pour les électrons et les trous. Il n'en est rien dans notre cas puisqu'on sait qu les électrons sont dotés d'une durée de vie plus longue que celle des trous.

Le comportement ohmique de la structure prend fin dès que l'injection des porteurs doués de la plus longue durée de vie (ici les électrons) n'est plus négligeable. Cette transition intervien lorsque la tension appliquée est suffisante pour doter les électrons d'un temps de transit entre cathode et anode de l'ordre de grandeur de leur durée de vie.

FIGURE 3,20 - Caractéristique ($I_c$, $V_c$) typique exhibant le phénomène de résistance négative.

La décroissance de la photoconductivité présente deux constantes de temps correspondant aux durées de vie des électrons et des trous ($\tau_n \simeq 120$ µs, $\tau_p \simeq 50$ µs) avant le régime de résistance négative, une constante de temps unique après (soit $\tau_n \simeq \tau_p \simeq 120$ µs). On observe des instabilités au cours du phénomène de résistance négative.



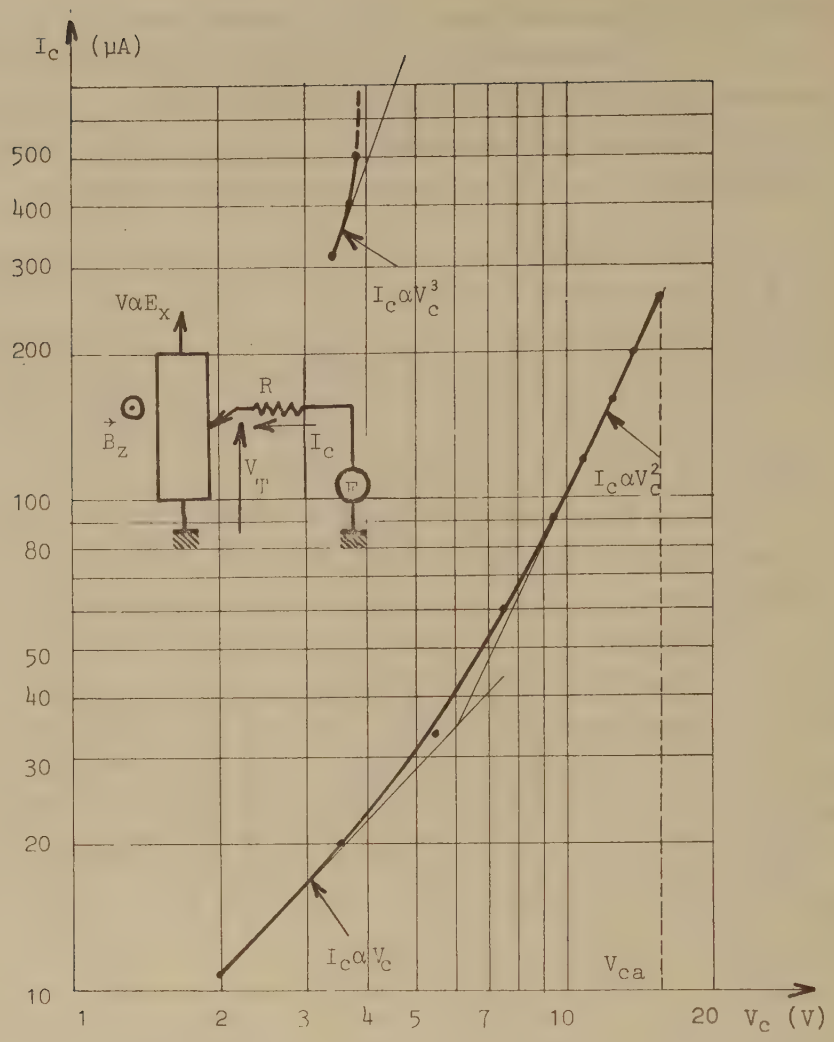



FIGURE 3,21 - Caractéristique $I_c(V_c)$ représentée en coordonnées log-log. On observe les régimes successifs décrits dans le texte.

Le régime en $V_c^2$ qui suit le comportement ohmique est analogue à celui décrit par ASHLEY et MILNES [41] ; les hypothèses suivantes sont nécessaires pour l'existence d'un tel régime :

☆ la densité $\delta p$ des trous libres injectés est négligeable devant celle, p, des trous libres préexistant dans le volume ($\delta p << p$) ; la densité de courant des trous s'écrit alors :

$$i_p = e \cdot \mu_p \cdot p \cdot E_w \quad ; \tag{3.65}$$

$E_w$ est le champ électrique régnant dans le milieu, le problème étant traité à une seule dimension, dans la direction anode-cathode (w).

☆ la densité totale de courant est due essentiellement à la conduction électrique par les électrons injectés (on néglige la diffusion), soit :

$$i \# i_n \# e \cdot \mu_n \cdot \delta n \cdot E_w \quad . \tag{3.66}$$

☆ la durée de vie des électrons est constante et indépendante du niveau d'injection ; autrement dit, le niveau d'injection est encore insuffisant pour modifier de façon appréciable le taux d'occupation des pièges.

Si w est la direction anode-cathode, l'équation de continuité nous permet d'écrire (voir équation 3.41) :

$$\frac{1}{e} \cdot \frac{\partial i_n}{\partial w} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{\partial i_p}{\partial w} = \mathcal{R}_v = \frac{\delta n}{\tau_n} = -\mu_p \cdot p \cdot \frac{\partial E_w}{\partial w} \quad . \tag{3.67}$$

De 3.66 et 3.67, on déduit : $$i = -e \cdot \mu_n \cdot \mu_p \cdot p \cdot \tau_n \cdot E_w \cdot \frac{\partial E_w}{\partial w} \quad .$$

On en tire simplement, en supposant le champ électrique nul à la cathode [42] :

$$i = \frac{9}{8} e \cdot \mu_n \cdot \mu_p \cdot p \cdot \tau_n \cdot \frac{V_c^2}{L^3} \quad , \qquad (3.68)$$

où $V_c$ est la tension appliquée entre anode et cathode, qui n'est autre que la tension $V_T$ mesurée entre le contact et la masse diminuée de la tension de référence $k_0 V$ supposée invariante (voir § 3.1) en vertu de l'hypothèse de superposition ; nous rappelons en effet qu'effectuant une injection dans la zone appauvrie du barreau, nous ignorons le champ électrique $E_x$ ($\propto V$) préexistant avant cette injection et nécessaire pour la réalisation de cet appauvrissement par effet de magnétoconcentration ; la chute de potentiel dans le contact proprement dit est supposée négligeable.

La formule 3.68 obtenue pour l'expression du courant est différente de celle décrivant le régime semiconducteur (équation 3.46), fondé sur des hypothèses fondamentalement différentes.

Comme dans le cas du régime ohmique, en raison de la complexité de la géométrie étudiée, il serait illusoire de vouloir déduire des résultats quantitatifs, en comparant la formule théorique (3.68) et la courbe expérimentale.

★ REGIME A RESISTANCE NEGATIVE

Le régime en $V_c^2$ se poursuit jusqu'à ce que le temps de transit des trous atteigne l'ordre de grandeur de leur durée de vie. La densité de trous libres injectés n'est plus négligeable dans tout le volume de la zone appauvrie. On assiste alors à un processus de saturation des pièges de l'anode vers la cathode (ils perdent des électrons et $c_p n_r \rightarrow c_n p_r$), ce qui entraîne l'augmentation progressive de la durée de vie des trous. Il suffit alors de tensions de plus en plus faibles pour que les trous parviennent à traverser le volume, le courant continuant d'augmenter. Ce processus est donc à l'origine d'un phénomène de résistance différentielle négative.

★ REGIME $I_c \propto V_c^3$

Le régime à résistance négative s'achève lorsque tous les pièges de l'anode à la cathode sont saturés ($c_p n_r = c_n p_r$). Les durées de vie des électrons et des trous injectés sont alors égales. On entame alors une caractéristique en $V_c^3$, typique du régime isolant (cf. équation 3.47).

On atteint ensuite le régime de diffusion pour les très hauts niveaux d'injection ; c'est le contact qui gouverne alors la caractéristique $I_c(V_c)$.

Au cours de ces différents régimes, nous avons systématiquement observé l'effet de la décroissance de la photoconductivité sur le courant longitudinal du barreau. Nous avons constaté que la recombinaison des porteurs s'effectue selon deux constantes de temps distinctes avant l'apparition de la résistance négative ($\tau_n \# 120$ µs et $\tau_p \# 50$ µs qui sont les durées de vie des électrons et des trous) et selon une constante de temps unique après ($\tau_n = \tau_p \# 120$ µs). En effet, les centres profonds transformés en pièges par l'effet d'appauvrissement ne sont pas encore saturés avant l'apparition du régime de résistance négative de sorte que les électrons et les trous sont dotés de durées de vie distinctes. La saturation des pièges intervient après la zone de résistance négative, les porteurs ont donc alors la même durée de vie.

Nous venons de décrire une caractéristique $I_c(V_c)$ ; en fait, pour tout barreau, on obtient un réseau de courbes $I_c(V_c)$ pour diverses valeurs du produit $E_xB_z$. Nous représentons un tel réseau de courbes en coordonnées linéaires (figure 3,22) et en coordonnées log-log (figure 3,23, page 93). Le régime en $V_c^3$ qui intervient après la zone de résistance négative est particulièrement net sur cette dernière figure.

FIGURE 3,22 - Réseau de courbes $I_c(V_c)$ pour différentes valeurs du produit $E_xB_z$. L'effet de résistance négative apparaît pour des valeurs de $E_xB_z$ supérieures à 650 $V \cdot m^{-1} \cdot T$. La tension d'amorçage $V_{c_a}$ est une fonction croissante du produit $E_xB_z$.

Chaque valeur du produit $E_x B_z$ caractérise un état de magnétoconcentration (et par conséquent un état d'appauvrissement du volume sous-jacent au contact). Plus particulièrement, nous avons démontré expérimentalement que la tension d'amorçage $V_{c_a}$ du régime à résistance négative ne dépend que du produit $E_x B_z$, soit du produit $VB_z$. Pour cela, nous avons tracé la courbe $\frac{1}{B_z}(V)$, pour $V_{c_a}$ constant : nous obtenons approximativement un segment de droite passant par l'origine (figure 3,24).

D'autre part, nous constatons que la tension d'amorçage $V_{c_a}$ est une fonction croissante du produit $VB_z$, ce qui est parfaitement logique, d'après l'analyse que nous venons d'exposer.

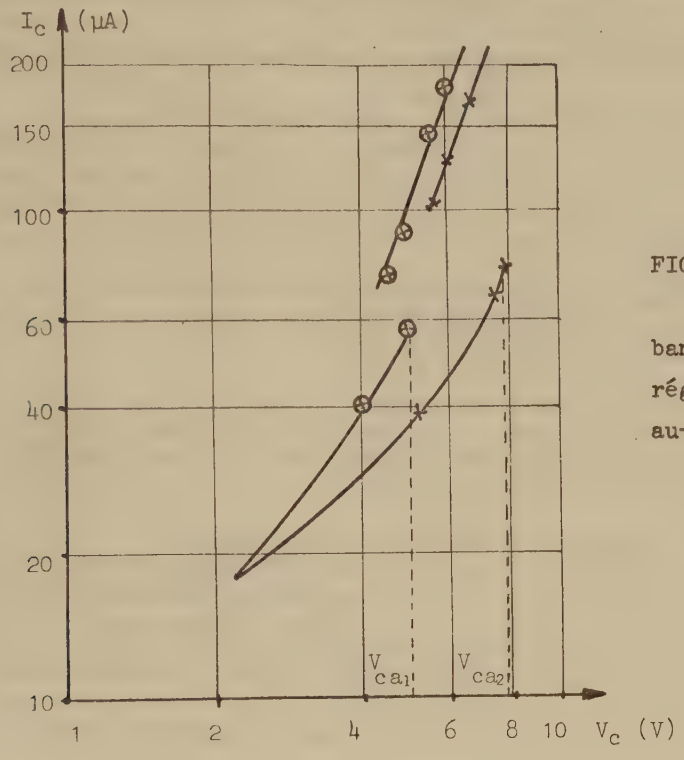



FIGURE 3,23 - Caractéristiques ($I_c$, $V_c$) (coordonnées log-log) exhibant l'effet de résistance négative. Le régime $I_c \propto V_c^3$ est particulièrement net au-delà de la zone à résistance négative.

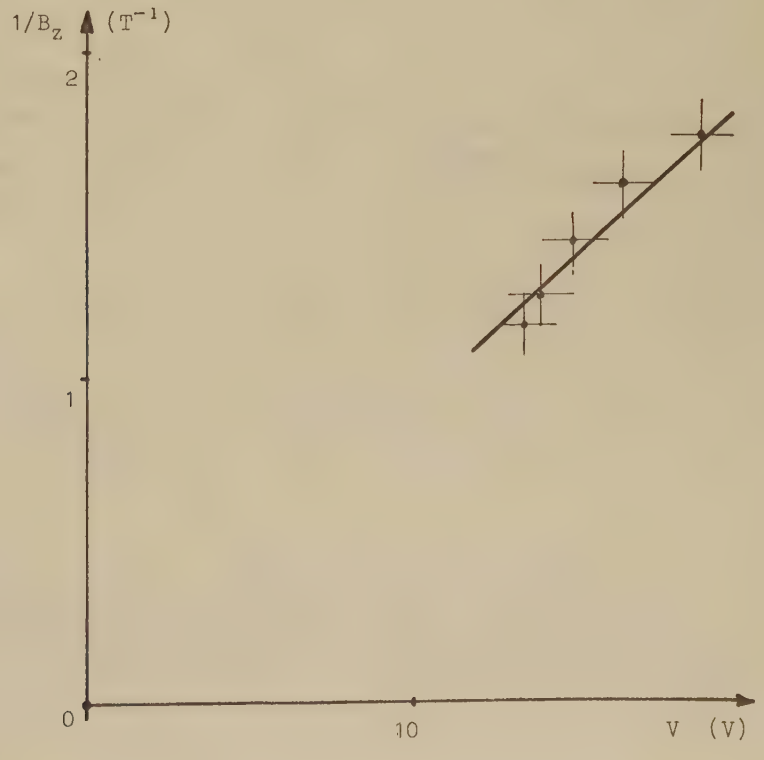



FIGURE 3,24 - Courbe $\frac{1}{B_z}$ (V) correspondant à une tension d'amorçage $V_{c_a}$ de 5 V.

REMARQUES

1. L'influence des centres profonds n'est prépondérante que si leur densité est grande devant la densité de porteurs libres dans le volume, sinon (ainsi que le montre l'équation 3.64) quel que soit l'état de déséquilibre thermodynamique et en particulier d'appauvrissement, $\tau_n$ reste toujours voisin de $\tau_p$. Cette condition est remplie dans notre cas puisque $N_r$ ($10^{21}$ $m^{-3}$) étant de l'ordre de 50 fois la densité intrinsèque $n_i$ à l'équilibre, est a fortiori très supérieur à la densité résiduelle de porteurs libres dans la zone appauvrie par effet de magnétoconcentration.

   On peut alors traiter le problème général du transport du courant dans le semiconducteur en reprenant les équations générales des courants (équations 3.39 et 3.40), les équations de continuité (3.41) et l'équation de POISSON qui s'écrit, en tenant compte de la variation du taux d'occupation des centres :

$$\varepsilon \frac{\partial E_w}{\partial w} = e\left(\delta p + \delta p_r - \delta n\right) \quad .$$

   Le traitement mathématique rigoureux de ce problème devient rapidement inextricable. C'est pourquoi on le traite généralement semi-qualitativement en envisageant successivement divers régimes de fonctionnement basés sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices ainsi que nous l'avons illustré au paragraphe 3.3.1.a et dans ce même paragraphe.

2. Une illumination permanente de l'échantillon réduit la tension d'amorçage $V_{ca}$. En effet, on réalise ainsi une injection de porteurs, ce qui favorise la saturation des pièges et précipite ainsi l'apparition du processus de résistance négative.

3. Le phénomène de résistance négative s'obtient d'autant plus aisément (c'est-à-dire pour des produits $VB_z$ plus faibles) que la température de l'échantillon est plus basse. En effet, une diminution de température renforce l'effet de piégeage dans la zone appauvrie du semiconducteur, comme nous l'avons signalé au paragraphe 3.3.2.c.

4. Nous avons observé l'évolution de la tension $V_T'$ entre un contact apposé sur l'autre grande face du barreau (c'est-à-dire la face enrichie en porteurs) et la masse, lors du relevé de la caractéristique $I_c(V_c)$ du contact injectant dans la zone appauvrie ; nous représentons figure 3,25 les variations de $V_T'$ et $V_T$ en fonction de E. On constate que la tension $V_T'$ ne présente qu'une faible variation par rapport à celle de $V_T$. De plus, la différence de potentiel entre les deux contacts (pratiquement alignés géométriquement) atteint 8 V (elle peut dépasser 15 V dans certains cas). Cela démontre que les phénomènes que nous venons de décrire sont effectivement localisés dans la région appauvrie en porteurs libres du barreau.

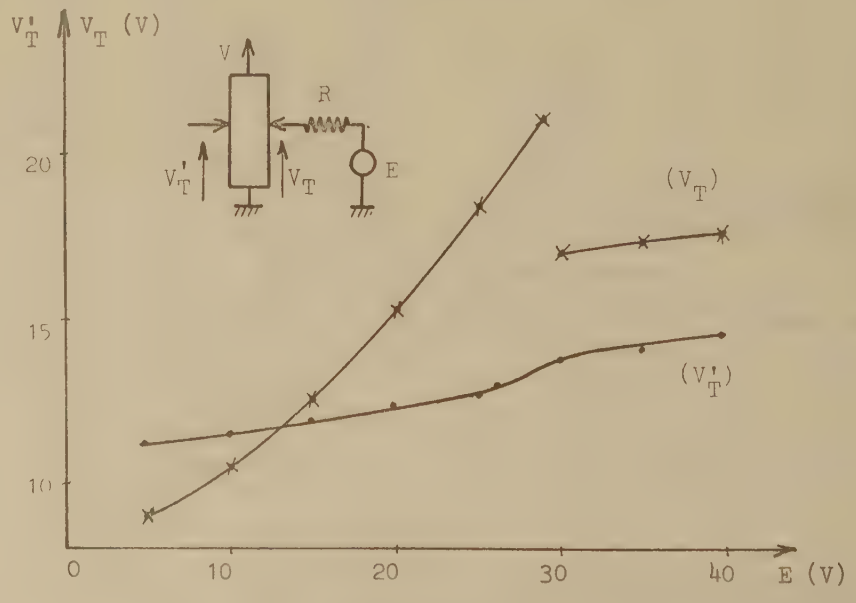



FIGURE 3,25 - Variation des tensions $V_T$ et $V_T'$ en fonction de E. $V_T'$ ne présente qu'une faible variation en comparaison de celle affichée par $V_T$ avant la zone de décrochage.

5. Le dispositif que nous étudions ne peut en aucune façon être comparé au transistor unijonction dont il rappelle la géométrie. Les caractéristiques obtenues excluent d'emblée toute analogie physique.

6. Nous devons de même éliminer l'éventualité d'une conduction filamentaire volumique qui se traduirait principalement par un courant indépendant de la tension après la zone de résistance négative [53 p.143]. Il est à noter que la conduction filamentaire volumique n'a été directement observée que dans Si, GaAs, ZnTe, $GaAs_xP_{1-x}$ et dans le Si polycristallin [53 p.168]. D'autre part, une telle conduction n'a pu être mise en évidence dès que la longueur de l'échantillon excède 0,4 mm [53 p.190] ; en ce qui nous concerne, la région appauvrie s'étendant, comme nous l'avons dit plus haut, sur presque toute l'épaisseur du barreau, la longueur effective de la structure étudiée peut être largement supérieure à cette valeur.

e) APPLICATION DU DISPOSITIF A RESISTANCE NEGATIVE

Nous disposons d'un élément à résistance négative, contrôlable par une induction magnétique extérieure et par un champ électrique (polarisation longitudinale V du barreau). Examinons maintenant quelques applications pratiques d'un tel dispositif.

★ BASCULE BISTABLE

On réalise une bascule bistable en polarisant l'élément à résistance négative de sorte que la droite de charge possède trois points d'intersection : A, B et C, avec la caractéristique $I_c(V_c)$ du contact (voir figure 3,26). La droite de charge coupe l'axe $(V_c)$ au point d'abscisse $E' = E - k_0V$ puisque : $E = RI_c + V_T = RI_c + V_c + k_0V$ (voir figure 3,1).

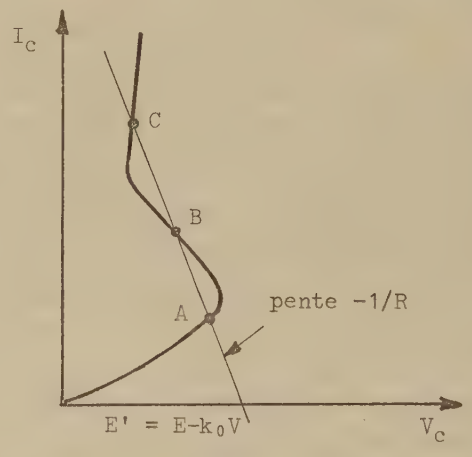



FIGURE 3,26 - La droite de charge coupe la caractéristique $I_c(V_c)$ en trois points ; le point B est instable ; les points A et C sont stables.

Le point B est instable, la résistance R étant inférieure à la valeur absolue de la résistance différentielle négative $\rho_n$ [54]. En effet, supposons qu'à partir de B le courant dans l'élément subisse une variation $\delta I_c$ ; cela entraîne une variation $\delta V_c$ de la tension à ses bornes et une variation $\Delta I = -\delta V_c/R$ du courant traversant la résistance R ; on a : $\delta V_c = \rho_n \cdot \delta I_c = -R\,\Delta I$, soit : $\Delta I/\delta I_c = -\rho_n/R > 1$ .

Par conséquent, la perturbation $\delta I_c$ entraîne une perturbation $\Delta I$ du courant dans le circuit dans le même sens et de plus grande importance. Le point B est donc instable. Par contre, les points A et C sont stables et correspondent à deux états physiques de l'élément (faiblement conducteur et fortement conducteur respectivement), des impulsions positives ou négatives de tension superposées à $V_c$ autorisant le passage de l'un à l'autre.

REMARQUE

En polarisant l'élément à résistance négative avec une résistance de charge R supérieure à $|\rho_n|$, on peut donc théoriquement explorer toute la caractéristique (voir figure 3,27). En fait, il existe toujours dans la pratique une capacité parasite $C_p$ aux bornes de l'élément actif, entre le contact et la masse dans notre cas ($C_p$ est de l'ordre de 1 nF ; voir § 2.2.2). Cette capacité est à l'origine de phénomènes d'instabilité [54].

On peut écrire : $$E' - R C_p \frac{dV_c}{dt} = V_c + R I_c \qquad \text{(voir figure 3,28),} \qquad (3.69)$$

puisque $dV_T/dt = dV_c/dt$ ($V$ = cte).

FIGURE 3,27 - La droite de charge coupe la caractéristique $I_c(V_c)$ en un seul point $P_0$. Le point $P_0$ ne peut être atteint en pratique s'il est situé dans la zone de résistance négative.

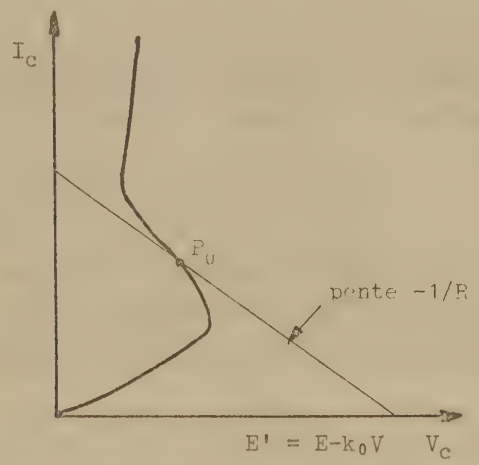
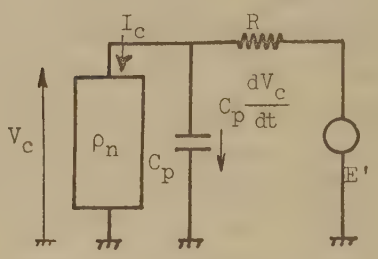


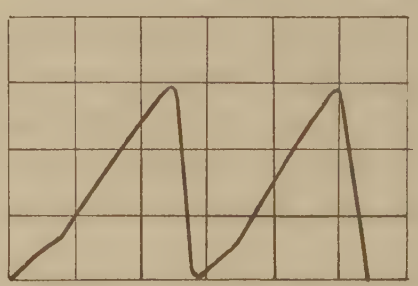

FIGURE 3,28 - Schéma électrique de l'élément à résistance négative réel; $C_p$ est la capacité parasite à ses bornes.




La droite de charge coupe l'axe des tensions en un point correspondant à la tension $E' - RC_p \frac{dV_c}{dt}$. Supposons qu'une perturbation du circuit se traduise par une augmentation de la tension $V_c$ ; dans ces conditions, $dV_c/dt > 0$ et la droite de charge se déplace vers les $V_c$ décroissants. En dehors de la zone de résistance négative, le point P d'intersection de la caractéristique avec la droite de charge se déplace de sorte que $dV_c/dt < 0$, la perturbation ne peut donc subsister. Au contraire, dans la zone de résistance négative, la droite se déplace de sorte que $dV_c/dt > 0$ et la perturbation est entretenue.

Si l'on choisit E' de telle sorte que la droite d'équation $E' - V_c - RI_c = 0$ coupe la caractéristique en un seul point $P_0$ de la zone de résistance négative, on observe un phénomène d'instabilité En effet, le point $P_0$ ne peut être atteint que si $C_p$ est nul. Dans la pratique, on "tourne autour de ce point" sans jamais l'atteindre. Nous représentons figure 3,29 l'allure des instabilités observées à l'oscilloscope sur la tension $V_c$.

FIGURE 3,29 - Oscillogramme des instabilités observées lorsque la résistance d'attaque R et la source de polarisation E de l'élément à résistance négative sont choisies de telle sorte qu'il existe un point de fonctionnement unique dans la zone de résistance négative. Echelle verticale : 2 V/div.
Echelle horizontale : 50 µs/div.



Remarquons de plus que la présence de la capacité parasite $C_p$ nous interdit de réaliser des mesures dignes de confiance du temps de basculement du dispositif à résistance négative monté en bascule bistable ; sa détermination nous permettrait en particulier d'évaluer le temps de "remplissage" des pièges lors du régime de résistance négative. Malheureusement, dans la pratique, le retard "naturel", "physique", qui en découle lors du basculement doit s'ajouter au retard imputable aux éléments parasites des circuits ($C_p$).

★ DETECTEUR PHOTOELECTRIQUE

Nous avons vu qu'une illumination de l'échantillon réduisait la tension d'amorçage $V_{c_a}$. En effet, si on polarise l'élément à une tension proche de la tension d'amorçage en obscurité, une illumination superposée ensuite peut suffire à faire basculer le dispositif de l'état faiblement conducteur à l'état fortement conducteur. Tout se passe comme si on "réduisait l'appauvrissement en porteurs libres", c'est-à-dire comme si on diminuait le champ magnétique $B_z$. On demeure dans l'état fortement conducteur si R est inférieure à $|\rho_n|$ (dans l'obscurité) après suppression de l'illumination. On revient à l'état initial (faiblement conducteur) si R est supérieure à $|\rho_n|$ (ou voisine de $|\rho_n|$).

★ SENSIBILITE AU CHAMP MAGNETIQUE

Signalons la sensibilité de ce dispositif à une induction magnétique extérieure. On peut passer d'un état à l'autre en agissant sur le seul champ magnétique $B_z$. On bascule de l'état hautement résistif à l'état faiblement résistif en réduisant $B_z$ et vice-versa en l'augmentant. Ce basculement s'effectue à un champ magnétique bien déterminé que l'on peut d'ailleurs imposer aussi bien par la tension longitudinale V du barreau que par la tension de polarisation E du contact. En particulier, le champ magnétique de basculement de l'état hautement résistif à l'état faiblement résistif est proportionnel à 1/V pour une tension d'amorçage donnée (ainsi que nous l'avons vu), et est une fonction croissante de E pour V et R constants (en effet, si $B_z$ croît, $V_{c_a}$ augmente, donc la tension de polarisation E correspondant à la tension d'amorçage augmente aussi).

★ AMPLIFICATEUR

Il existe deux possibilités d'utilisation de ce dispositif comme amplificateur :

☆ une première possibilité consiste à superposer une tension variable $v_e$ à la tension continue de polarisation E et à recueillir une tension variable $v_t = v_c$ (V = cte) amplifiée au bornes de l'élément actif (entre le contact et la masse - figure 3,30), à condition de le polariser dans la zone de résistance négative ($v_e$ et $v_c$ sont petits devant E et $V_c$) ; si l'on fait abstraction de la capacité $C_p$, l'équation 3.69 donne : $v_e = v_c + Ri_c$
avec : $i_c = v_c/\rho_n$.

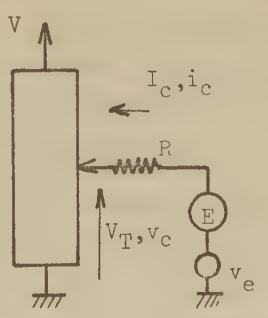



FIGURE 3,30 - Dispositif à résistance négative monté en amplificateur. La tension d'attaque est $v_e$, la tension de sortie amplifiée est $v_c$ en opposition de phase.

D'où : $v_c/v_e = 1/(1+\frac{R}{\rho_n})$ ; la condition d'amplification s'écrit : $|1+\frac{R}{\rho_n}| < 1$, soit, puisque $R/|\rho_n| > 1$ (l'élément actif est polarisé dans la zone de résistance négative) : $(R/|\rho_n|)-1 < 1$ ; on en déduit : $|\rho_n| < R < 2|\rho_n|$ ; les tensions d'entrée et de sortie sont en opposition de phase.

☆ on obtient aussi un effet d'amplification (figure 3,31), la tension variable d'entrée v étant superposée à la tension longitudinale V aux bornes du barreau, la tension de sortie $v_t$ étant recueillie entre le contact et la masse, c'est-à-dire aux bornes de la résistance R. Cette fois, contrairement à toutes les expériences décrites dans ce chapitre 3, la tension V n'est plus constante ; il en est de même de la tension de référence $k_0V$. Nous avons tracé la caractéristique statique $V_T(V)$ pour un champ magnétique $B_z$ fixe et pour E constant (figure 3,32). Nous constatons qu'il existe une zone d'amplification telle que : $dV_T/dV = v_t/v > 1$ .

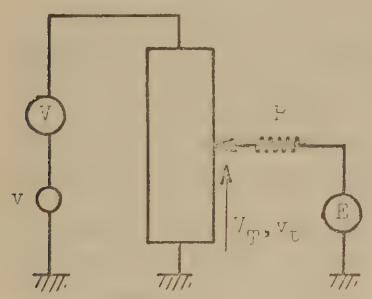



FIGURE 3,31 - Dispositif à résistance négative monté en amplificateur. La tension d'attaque est v, la tension de sortie amplifiée $v_t$, en phase avec v .

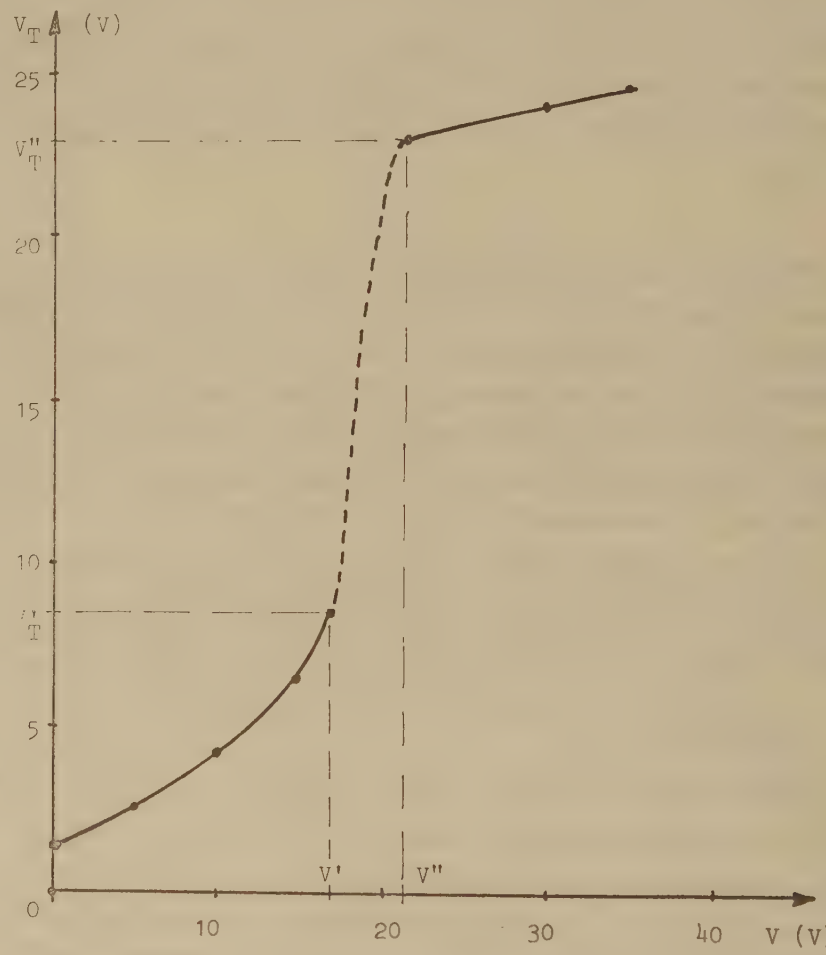



FIGURE 3,32 - Courbe de la tension $V_T$ fonction de la tension longitudinale V du barreau. Nous observons une zone d'amplification où : $dV_T/dV > 1$ .

La zone d'amplification de ce tripôle actif [55] se situe entre deux valeurs V' et V" correspondant à deux valeurs $V_T'$ et $V_T''$ de $V_T$ et à deux valeurs $V_c' = V_T'-k_0V'$ et $V_c'' = V_T''-k_0V''$ de $V_c$. Ces diverses grandeurs peuvent être déduites du réseau de courbes $I_c(V_c)$ correspondant à différentes valeurs de V, $B_z$ restant constant, comme nous le montrons sur le schéma de la figure 3,33 (p.99).

Superposant une tension alternative à la tension V, nous avons obtenu une tension alternative amplifiée aux bornes de R en choisissant convenablement le point de fonctionnement (c'est-à-dire dans la zone de résistance négative et pour R voisine de $|\rho_n|$). Nous avons obtenu couramment des gains en tension de 10 à 20.

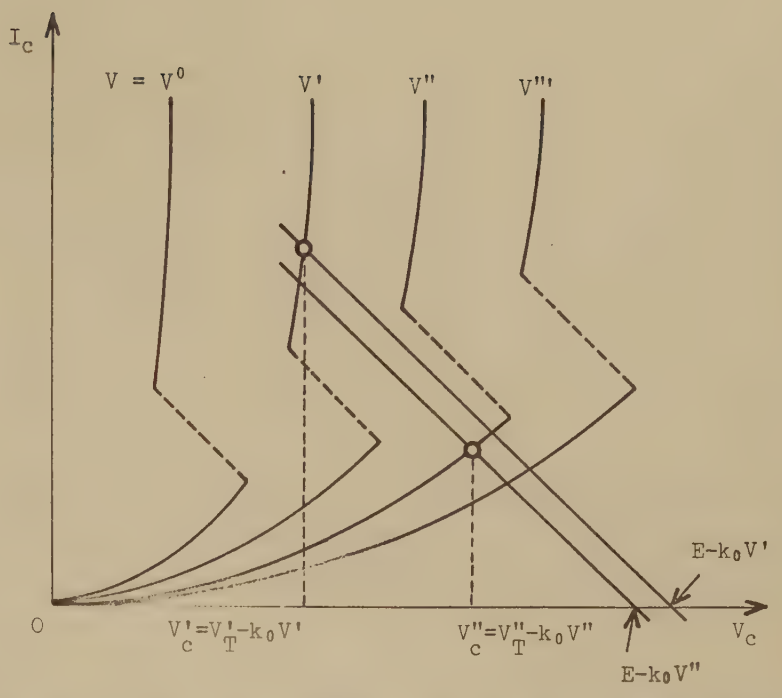



FIGURE 3,33 - Utilisation du réseau de courbes $I_c(V_c)$ pour mettre en évidence la zone d'amplification du dispositif à résistance négative monté en tripôle actif [55], la tension d'entrée étant appliquée longitudinalement aux bornes du barreau, la tension de sortie amplifiée étant recueillie entre le contact et la masse.

Néanmoins, le fonctionnement de ces deux types d'amplificateurs est perturbé par les instabilités dues à la capacité $C_p$. Une amélioration technologique de ces dispositifs impose en premier lieu de minimiser la valeur de $C_p$. En effet, une très faible valeur de $C_p$ n'autoriserait l'apparition que d'instabilités hautes fréquences qui seraient considérablement atténuées dès l'instant où la fréquence excèderait notablement $1/2\pi\tau_n$ ou $1/2\pi\tau_p$ ; en effet, les phénomènes que nous étudions sont liés au déséquilibre thermodynamique des porteurs dans le barreau de semiconducteur, de sorte que toute modulation temporelle des grandeurs électriques propres à ces effets s'accompagne d'une modulation de ce déséquilibre, tributaire de la durée de vie des porteurs [2 ; 6 p.107]. Ainsi, la fréquence de coupure haute, "naturelle", "physique", de ces deux types d'amplificateur, indépendamment des éléments parasites du circuit, est de l'ordre de $\mathrm{Inf}\left(\frac{1}{2\pi\tau_n}, \frac{1}{2\pi\tau_p}\right)$ ; elle n'excède pas 10 kHz environ, puisque $\tau_n$ et $\tau_p$ sont supérieurs à 50 µs (voir § 3.3.2.c).

# C O N C L U S I O N

L'étude de la tension et de la conduction transversale d'un barreau de semiconducteur quasi-intrinsèque soumis à des champs électrique $E_x$ et magnétique $B_z$ croisés nous a permis de mettre en évidence un certain nombre d'effets liés à la présence d'un déséquilibre thermodynamique dans un milieu limité.

Nous avons fait ressortir l'influence d'un gradient de densité de porteurs dans le volume du barreau sur la mesure de la tension transversale, à l'origine de la tension DEMBER : les résultats expérimentaux confirment notre étude prévoyant que la tension DEMBER ne peut réduire la tension HALL de plus de 50 %.

Nous mettons aussi en évidence le rôle fondamental des surfaces à l'origine de l'Effet Magnéto-voltaïque de Surface (E.M.S.). Il se manifeste par l'apparition des Potentiels Magnétovoltaïques de Surface (P.M.S.) que nous avons pu discriminer des tensions HALL et DEMBER, et par la variation des résistances de contact. De plus, nous montrons que l'E.M.S. est tributaire des états lents de surface et nous en déduisons une nouvelle méthode d'étude de leur temps de relaxation. Cette méthode est utilisée actuellement au laboratoire pour l'étude des états lents situés à l'interface semiconducteur-électrolyte [30].

Nous examinons, à l'aide de mesures de conduction transversale, l'influence d'un déséquilibre thermodynamique sur la caractéristique inverse d'un contact métal-semiconducteur : nous proposons une méthode de détermination approchée des excès et défauts de porteurs libres sous le contact basée sur la mesure du courant de saturation de la diode métal-semiconducteur.

De plus, nous montrons que l'injection transversale de porteurs dans un barreau de semiconducteur doté de centres profonds transformés en pièges par effet d'appauvrissement, est à l'origine d'un phénomène de résistance négative dont les caractéristiques sont contrôlables par les champs $E_x$ et $B_z$. Ce dernier travail entre dans le cadre de l'étude réalisée au laboratoire [56] sur l'influence des niveaux profonds sur la conduction électrique dans les semiconducteurs (Ge, Si).

# B I B L I O G R A P H I E


[1] O. MADELUNG, L. TEWORDT, H. WELKER
Z. Naturforschg. *10a*, 476 (1955) ;

[2] A. CHOVET, G. KAMARINOS
Rev. Phys. Appl. *6*, 345 (1971) ;

[3] G. KAMARINOS, A. CHOVET
C.R. Acad. Sc. *270B*, 1163 (1970) ;

[4] A. CHOVET
Rapport D.E.A., Faculté des Sciences de Grenoble (1970) ;

[5] G. KAMARINOS
Thèse Docteur-Ingénieur, Faculté des Sciences de Grenoble (1969) ;

[6] A. CHOVET
Thèse Docteur-Ingénieur, Université Scient. et Mèd. de Grenoble (1972) ;

[7] P. VIKTOROVITCH
Rapport D.E.A., Faculté des Sciences de Grenoble (1971) ;

[8] P. VIKTOROVITCH, G. KAMARINOS, A. CHOVET
Solid State Electronics *15*, 1013 (1972) ;

[9] G. KAMARINOS, P. VIKTOROVITCH
SUB-Meeting, Grenoble (1-2 juin 1972) ;

[10] G. KAMARINOS, M. ZACHARIADES
J. Appl. Phys. *43* n° 4, 1983 (1972) ;

[11] R. LANDAUER, J. SWANSON
Phys. Rev. *91* n° 3, 555 (1953) ;

[12] P. VIKTOROVITCH, A. CHOVET, G. KAMARINOS
C.R. Acad. Sc. *273B*, 631 (1971) ;

[13] L.P. HUNTER, E.J. HUIBREGTSE, R.L. ANDERSON
Phys. Rev. *91* n° 6, 1315 (1953) ;

[14] R.M. ESPOSITO, J.J. LOFERSKI, H. FLICKER
J. Appl. Phys. *38*, 825 (1967) ;

[15] W.R. PATTERSON
J. Appl. Phys. *39*, 4037 (1968) ;

[16] A. MANY, Y. GOLDSTEIN, N.B. GROVER
*Semiconductor surfaces* - North Holland Pub. Co (1965) ;

[17] J. BARDEEN
Phys. Rev. *71*, 717 (1947) ;

[18] N. SZYDLO
Revue Technique Thomson C.S.F. *3* n° 2, 205 (1971) ;

[19] P. AIGRAIN, F. ENGLERT
*Les semiconducteurs* - Dunod (1958) ;

[20] L.P. HUNTER
*Handbook semiconductors electronics* - Mc Graw Hill (1962) ;

[21] S.M. SZE
*Physics of semiconductors devices* - Wiley Interscience (1969) ;

[22] E.O. JOHNSON
Phys. Rev. *111*, 153 (1958) ;

[23] S.R. MORRISON
Phys. Rev. *102*, 1297 (1956) ;

[24] R.H. KINGSTON, A.L. McWHORTER
Phys. Rev. *103*, 534 (1956) ;

[25] C.G.B. GARRETT, W.H. BRATTAIN
Phys. Rev. *99*, 376 (1955) ;

[26] I.I. ABKEVICH
Soviet Phys. Doklady 4, 899 (1960) ;
[27] M.S. KOSMAN, I.I. ABKEVICH
Soviet Phys. Solid State 1, 341 (1959) ;
[28] A. CHOVET, G. KAMARINOS, P. VIKTOROVITCH
Comm. à AVIRES, Lyon (20-24 septembre 1972) ;
[29] G. KAMARINOS, A. CHOVET, M. BUYLE-BODIN
Le Vide n° 151, 10 (1971) ;
[30] N. TALLAJ
Rapport D.E.A., Faculté des Sciences de Grenoble (1971) ;
[31] D.L. SCHARFETTER
Solid State Electronics 8, 299 (1965) ;
[32] E.H. RHODERICK
J. Phys. Appl. Phys. D3, 1153 (1970) ;
[33] M. BERNARD, B. AYRAULT, P. COSTA
*Cours de Physique Electronique,2 2ème partie* - Ecole Nle des Télécommunications (1969) ;
[34] H.K. HENISH
*Rectifying semiconductor contacts* - Oxford Clarendon Press (1957) ;
[35] R. BARON, J.M. MAYER
*Semiconductors and semimetals,6 Injection phenomena* Chap. 4 - Academic Press (1970) ;
[36] M.A. LAMPERT, A. ROSE
Phys. Rev. 121, 26 (1961) ;
[37] V.I. STAFEEV
Sov. Phys. Solid State 1, 763 (1959) ;
[38] V.I. STAFEEV
Sov. Phys. Solid State 3, 1829 (1962) ;
[39] V.V. OSIPOV, V.I. STAFEEV
Sov. Phys. Semiconductors 1, 1486 (1968) ;
[40] N. HOLONYAK
Proc. I.R.E. 50, 2421 (1962) ;
[41] K.L. ASHLEY, A.G. MILNES
J. Appl. Phys. 35, 369 (1964) ;
[42] K.L. ASHLEY
Ph.D. Thesis, Dept of Eng. Carnegie Inst. of Technol. Pittsburgh Penn.(1963);
[43] M.A. LAMPERT
Phys. Rev. 125, 126 (1962) ;
[44] J.W. MAYER, R. BARON, O.J. MARSH
Appl. Phys. Letters 6, 38 (1965) ;
[45] E. CONWELL
Proc. I.R.E. 40, 1327 (1952) ;
[46] R. DALVEN
Infrared Physics 6, 129 (1966) ;
[47] W.R. BEAM
*Electronics of solids* - Mc Graw Hill (1965) ;
[48] T.H. GEBALLE
*Semiconductors* Chap.8, 341 - N.B. Hannay Ed. Reinhold Pub. Co (1959) ;
[49] A.S. GROVE
*Physique et technologie des dispositifs à semiconducteur* - Dunod (1971) ;
[50] A. CHOVET, G. KAMARINOS, P. VIKTOROVITCH
SUB-Meeting, Grenoble (1-2 juin 1972) ;
[51] P. VIKTOROVITCH, G. KAMARINOS
Soumis pour publication à Physica Status Solidi (a) ;
[52] A. CHOVET
Communication privée ;
[53] A.M. BARNETT
*Semiconductors and semimetals,6 Injection phenomena* Chap.3 - Academic Press Ed. (1970) ;
[54] M. BUYLE-BODIN
Cours d'Electronique, Faculté des Sciences de Grenoble ;
[55] M. BUYLE-BODIN
L'Onde Electrique 47 n° 482, 594 (1967) ;
[56] G. KAMARINOS, M. BUYLE-BODIN
Colloque sur la microélectronique 1 n° 11, Toulouse (3-8 mars 1969).

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 25 Novembre 1972

le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale